LPC. T. 82/01
nº d'ordre 3220

UNIVERSITE DE PARIS SUD
CENTRE D'ORSAY

Etude des réactions $\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} p\bar{p}$ à 20 GeV/c

par

PHILIPPE TRISCOS

THESE

présentée pour obtenir le titre de

DOCTEUR 3ème. CYCLE

Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE

Soutenue le 24 mai 1982 devant la commission d'examen:

Président: **J. HAÏSSINSKI**

Examinateurs: **J. M. BRUNET**
P. FALK - VAIRANT
M. FROISSART

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543523_0027

LPC. T. 82/01
nº d'ordre 3220

UNIVERSITE DE PARIS SUD
CENTRE D'ORSAY

Etude des réactions $\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} p\bar{p}$ à 20 GeV/c

par

PHILIPPE TRISCOS

THESE

présentée pour obtenir le titre de

DOCTEUR 3ème. CYCLE
Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE

Soutenue le 24 mai 1982 devant la commission d'examen:

Président: **J. HAÏSSINSKI**

Examinateurs: **J. M. BRUNET**
P. FALK - VAIRANT
M. FROISSART

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

RESUME.

La recherche d'états mésoniques étroits $p\bar{p}$ produits vers l'arrière (baryonium) dans la réaction $\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} p\bar{p}$ a été l'objet de l'expérience WA 56 (C.E.R.N. - Spectromètre Oméga).

Après une rétrospective théorique et expérimentale sur le baryonium nous donnons une description de l'appareillage. Dans l'analyse des données nous insistons sur la possibilité d'identifier des particules lentes au moyen d'un compteur à scintillation entourant la cible.

Les premiers résultats ne laissent apparaître aucune structure dans le spectre de masse $p\bar{p}$.

ABSTRACT.

A search for backwards produced mesons decaying into $p\bar{p}$ system (baryonium) through the reaction $\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++} p\bar{p}$ was the main purpose of WA 56 experiment (C.E.R.N. - Omega spectrometer).

After a theoretical and experimental review on baryonium states, we describe the lay out of the apparatus. In the analysis we underline the possibility to identify slow particules by means of a scintillator counter surronding the target.

First results are reported ; no significant structure has been observed in $p\bar{p}$ invariant mass distribution.

INTRODUCTION

Depuis une vingtaine d'années le développement des techniques de pointe a permis la construction d'accélérateurs de particules et de dispositifs expérimentaux de plus en plus performants, favorisant ainsi la découverte de nouveaux phénomènes physiques.

De là l'épanouissement extraordinaire de la physique des particules, à la fois sur le plan théorique et sur le plan expérimental, qui a mené à la course aux énergies et au gigantisme actuels (on porte aujourd'hui le même regard plein de curiosité sur les premiers cyclotrons de Lawrence et sur les inimitables outils issus de la technique de l'homme de Néanderthal).

L'abondance des résultats expérimentaux a provoqué une certaine effervescence chez les théoriciens qui, il est vrai, depuis l'introduction de la relativité par Einstein, attendaient des données concrêtes qui ne soient pas de simples observations passives de la nature. Ce bouillonnement est tel, en cette fin de 20ème siècle, que toute la physique est souvent assimilée (à tort) à la seule physique des particules.

Il est donc à priori prévisible qu'un certain nombre de voies explorées ne déboucheront sur rien. Et, effectivement, il est arrivé plusieurs fois que des études théoriques et expérimentales, après avoir souvent passionné les physiciens, soient tombées peu à peu dans l'oubli...

Il semble que ce soit actuellement le cas des résonances mésoniques (étroites) exotiques (du type $qq\bar{q}\bar{q}$) connues sous le nom de baryonium, qui seront l'objet de notre étude au travers de l'expérience WA 56.

Le concept de baryonium fut introduit vers la fin des années 60 au cours des développements de la Dualité. Mais ce n'est qu'avec la découverte des résonances S(1936), T(2185), U(2355) et surtout des 2 résonances étroites à 2020 et 2200 MeV/c^2 que les physiciens, tant expérimentateurs que physiciens, se penchèrent vraiment sur ces phénomènes.

Cet accroissement d'intérêt pour le baryonium survint au moment où l'on étudiait expérimentalement la spectroscopie des mésons. Il était alors tentant de trouver une explication (facile) à tous les états mésoniques anormaux...

Nous nous efforcerons dans le chapitre I de faire le bilan des travaux théoriques et expérimentaux qui ont été menés sur le sujet au cours de cette période.

L'expérience WA 56 qui nous intéresse fut projetée en 1978 ; elle se proposait de confirmer l'existence des 2 résonances 2020 et 2200 MeV/c^2 qui de par leur faible largeur ($\Gamma \sim 20$ MeV/c^2) et leur mode de désintégration ($p\bar{p}$) constituaient d'excellents candidats baryonium. Il n'était pas non plus exclu à priori de pouvoir en trouver d'autres...

Nous exposerons au chapitre II les caractéristiques physiques et techniques de cette expérience dont les premiers résultats seront donnés au chapitre IV.

Au chapitre III nous passerons en revue les différentes étapes du traitement des données recueillies au cours de la phase II de WA 56.

Ne seront détaillés dans ce chapitre que les travaux qui ont constitué ma contribution à cette expérience (en particulier : existence de réactions avec π et K rapide et l'identification de particules lentes (p et π) à l'aide du compteur B.C.).

CHAPITRE I

CHAPITRE I

BARYONIUM. THEORIE ET EXPERIENCE.

1.1. CONTEXTE HISTORIQUE.

1.2. APPROCHE THEORIQUE.

1.2.1. Définition.

1.2.2. Approche de la physique nucléaire.

1.2.3. Approche de la physique des particules.

1.2.3.1. Dualité.

1.2.3.1.1. Modèle des diquarks.

1.2.3.1.2. Modèle des cordes et chromodynamique quantique.

1.2.3.1.3. Unitarisation duale topologique.

1.2.3.2. Modèle des sacs.

1.2.3.3. Modèle de la chimie de la couleur.

1.3. APPROCHE EXPERIMENTALE.

1.3.1. Expériences de formation.

1.3.1.1. $e^+ e^-$

1.3.1.2. $N \bar{N}$

1.3.1.2.1. Mesure des sections efficaces totales.

1.3.1.2.2. Mesure des sections efficaces élastiques ($p\bar{p}$).

1.3.1.2.3. Mesure des sections efficaces d'échanges de charge.

1.3.1.2.4. Mesure des sections efficaces inélastiques.

1.3.1.3. Autres expériences de formation.

1.3.2. Expériences de production.

1.3.2.1. Vers l'avant.

1.3.2.2. Vers l'arrière.

1.3.2.3. Autres.

1.3.3. Conclusion.

1. BARYONIUM. THEORIE ET EXPERIENCE.

1.1. CONTEXTE HISTORIQUE.

La recherche d'un modèle pour les intéractions fortes, au cours des années 60 conduisit en particulier au développement du modèle de Regge. Ainsi apparut, vers la fin de la décennie, l'hypothèse de la dualité (correspondance bi-univoque entre les voies s et t). Il s'avéra que pour vérifier cette hypothèse il fallait exiger l'existence d'états du type $qq\bar{q}\bar{q}$ (2 quarks et 2 antiquarks) ; c'est ce que Rosner mit en évidence en 1968.[1] Comme nous allons le voir, dans les années qui suivirent, des théories très diverses prédirent ce genre d'états. Le nom de "Baryonium" ne leur fut donné que bien plus tard (par Chew en 1976)[2].

Pendant plusieurs années, aucune expérience n'apporta aux yeux des physiciens un quelconque indice sur l'existence de tels mésons exotiques [3].

En 1974 furent publiés des résultats mettant en évidence une résonance étroite S (1936 MeV/c^2, Γ = 9 MeV/c^2)[4] que l'on ne pouvait interpréter que comme état baryonium. Elle avait déjà été observée en 1966 en compagnie de 2 autres T(2190 MeV/c^2) et U(2350 MeV/c^2)[5]. Ces deux dernières furent assez rapidement confirmées[6] [7] et l'on en observa même 2 nouvelles à 2020 MeV/c^2 et 2200 MeV/c^2 [8].

Dès lors le baryonium devint un pôle d'attraction pour les physiciens. On explora d'anciennes expériences, on en entreprit de nouvelles, et la théorie s'efforça d'expliquer sinon de prédire les résultats obtenus.

De tous ces travaux nous ne rapporterons ici que les éléments essentiels de façon à avoir une vue claire, mais néanmoins complète de tout ce qui entoure le concept de "baryonium".

1.2. APPROCHE THEORIQUE.

1.2.1. Définition.

Le nom de baryonium a souvent été donné à des états mésoniques anormaux dont les caractéristiques sortaient du cadre habituel des lois régissant la physique des mésons ordinaires.

En réalité, ce terme définit une classe de mésons dits exotiques dont le couplage aux voies $B\bar{B}$ (baryon - anti-baryon) est, contrairement aux mésons ordinaires ($q\bar{q}$), beaucoup plus important que le couplage aux voies MM (méson - méson).

On est amené à séparer ces mésons exotiques en 2 catégories :

- les mésons crypto-exotiques* qui ont les nombres quantiques non exotiques du système $q\bar{q}$ mais dont les caractéristiques (masse, largeur, couplage aux différentes voies...) rendent plausible leur interprétation par des états exotiques $q^n \bar{q}^n$ ($n > 1$).

- Les mésons phanéro-exotiques** qui, eux, ont des nombres quantiques compatibles seulement avec des systèmes $q^n \bar{q}^n$ ($n > 1$).

Sur ces bases on peut approcher la théorie du baryonium par 2 méthodologies très différentes :

- la physique nucléaire,
- la physique des particules.

* en Grec, cryptos signifie caché.

** phaneros signifie apparent.

1.2.2. Approche de la physique nucléaire.

Les entités fondamentales sont les mésons et les baryons ; on utilise le formalisme de la physique nucléaire non relativiste.

Dès 1956, l'étude des potentiels d'interaction NN et $N\bar{N}$ à basse énergie[9] permit de suggérer l'existence d'états liés ou de résonances couplés au système $N\bar{N}$ (N = nucléon). Depuis l'interaction nucléon-nucléon a été abordée par des méthodes très diverses. Il est particulièrement intéressant de paramétriser le potentiel V_{NN} par des termes d'échange de mésons (π,η,ρ,ω ...) ; c'est le cas du potentiel O.B.E.P. (One Boson Exchange Potentiel)[10].

La plupart des calculs se font en 2 étapes :

- On détermine d'abord le spectre $N\bar{N}$ en utilisant le potentiel $V_{N\bar{N}}$ obtenu à partir du potentiel V_{NN} (il suffit de multiplier chaque terme d'échange par la G parité du méson)[11][12].

- On ajoute ensuite l'annihilation $N\bar{N}$, considérée comme perturbation, de manière semi-phénoménologique[13][14][15].

Du fait de l'approximation non relativiste de ces calculs, seuls les états près du seuil $N\bar{N}$ sont réalistes.

On prédit ainsi l'existence de mésons lourds couplés fortement aux voies $N\bar{N}$ et faiblement aux voies MM : le baryonium. Le baryonium avec une masse inférieure au seuil $N\bar{N}$ est particulièrement intéressant : il ne peut ni s'annihiler, ni se désintégrer en 2 nucléons ; on s'attend donc à ce qu'il ait un long temps de vie.

Malgré de nombreux facteurs d'imprécision, on peut établir quelques propriétés générales[12][14] :

- Il existe une bande d'états liés I = 0 avec une parité naturelle

- Les états I = 1 sont peu liés et tendent à se regrouper près du seuil (effet du couplage spin-orbite).

- Il n'y a pas de dégénérescence d'isospin ou de conjugaison de charge.

Pour des niveaux très près du seuil ($Q \equiv \mid E - 2m_N/c^2 \mid \leq 100$ MeV/c^2) des prédictions ont été faites sur la largeur des états accessibles[17]. On distingue les contributions élastiques (Γel) et inélastiques (annihilation $N\bar{N}$, Γ_{in}) : (modèle basé sur un potentiel optique).

- Pour les états liés Γ_{in} augmente avec l'énergie de liaison et décroît avec le moment angulaire L ($N\bar{N}$). Cependant pour des énergies de liaison extrêmement faibles Γ_{in} croît avec L.

- Pour les résonances, Γ_{in} décroît avec la masse de l'état.

- Pour des états de même énergie de liaison et même L, Γ_{in} est plus large pour un état lié que pour une résonance.

Ces largeurs Γ_{in} sont en moyenne de l'ordre de quelques dizaines de MeV. Les largeurs élastiques Γ_{el} sont du même ordre de grandeur, mais leurs propriétés générales sont très variables suivant le modèle utilisé. Cependant pour de grandes valeurs de L Γ_{el} peut être très étroit.

Ainsi l'existence d'états très étroits ne semble possible que très près du seuil, sauf peut-être quelques exceptions (I=0 et parité naturelle pour des états liés, L grand pour les résonances si toutefois dans ce cas Γ_{in} est assez petit...)

En particulier les pics trouvés à 2020 MeV/c^2 et 2204 MeV/c^2 ($\Gamma \sim$ 20 MeV/c^2) ne peuvent être prédits de manière vraiment convaincante avec une aussi faible largeur.

Comme nous allons nous en apercevoir par la suite, le modèle du potentiel nucléaire est certainement le plus intéressant : il permet d'établir un spectre des états liés et des résonances $N\bar{N}$ et de déterminer les caractéristiques de ces états. (Des états du type $N\bar{N}N$ et $N\bar{N}N\bar{N}$ ont même été prédits entre 2,7 et 3,2 GeV/c).

On pourra comparer les états prédits ci-dessous[13] avec les états expérimentaux recensés dans l'annexe 1.

Γ_a : Γ inelastique
$\Gamma_{N\bar{N}}$: Γ élastique

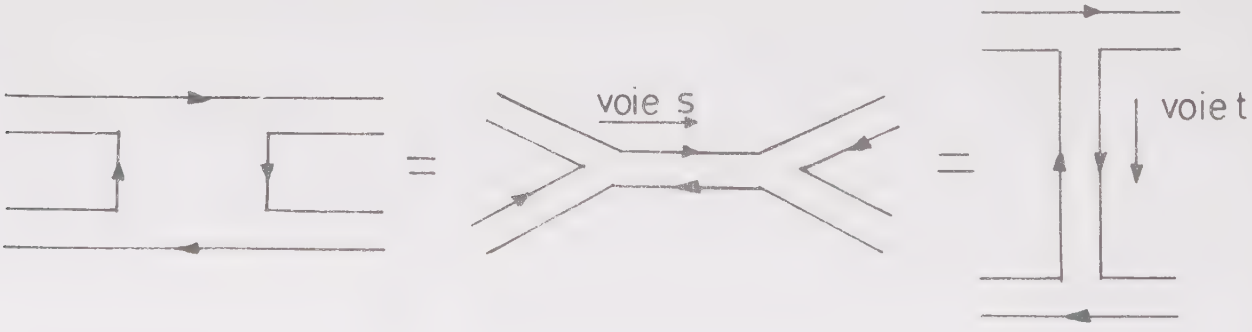
symbole spectroscopique	$I^G(J^P)$	Masse (MeV)	Γ_a (MeV)	$\Gamma_{N\bar{N}}$ (MeV)
$^1s_0$	$1^-(0^-)$	1714	151	–
	$0^+(0^-)$	1678	149	–
$^3s_1-^3d_1$	$1^+(1^-)$	1710; 1970	163; 1.3	–; 57
	$0^-(1^-)$	1395; 1515	88; 1.1	
$^1p_1$	$1^+(1^+)$	1858	7.4	–
	$0^-(1^+)$	1824	8.3	–
$^3p_0$	$1^-(0^+)$	1768	13.3	–
	$0^+(0^+)$	1330	8.2	–
$^3p_1$	$1^-(1^+)$	1825	9.2	–
	$0^+(1^+)$	1438	11.5	–
$^3p_2-^3f_2$	$1^-(2^+)$	1878; –	6.8; –	–
	$0^+(2^+)$	1684; 1860	9.8; 0.1	–
$^3d_2$	$1^+(2^-)$	2030	1.2	157
	$0^-(2^-)$	1775	0.9	
$^3d_3$	$1^+(3^-)$	–	–	–
	$0^-(3^-)$	1978	1	78
$^3f_3$	$1^-(3^+)$	–	–	–
	$0^+(3^+)$	2085	0.12	73
$^3g_3$	$1^+(3^-)$			
	$0^-(3^-)$	2230	0.01	76

Symbole spectroscopique	$I^G(J^P)$	Masse (MeV)	$\Gamma_{N\bar{N}}$ (MeV)
$^1d_2$	$1^-(2^-)$	1955	28
	$0^+(2^-)$	1930	15
$^3d_2$	$1^+(2^-)$	1925	10
$^3d_3$	$1^+(3^-)$	2025	122
	$0^-(3^-)$	1880	0.0
$^3f_3$	$1^-(3^+)$	2165	76
	$0^+(3^+)$	1880	0.0

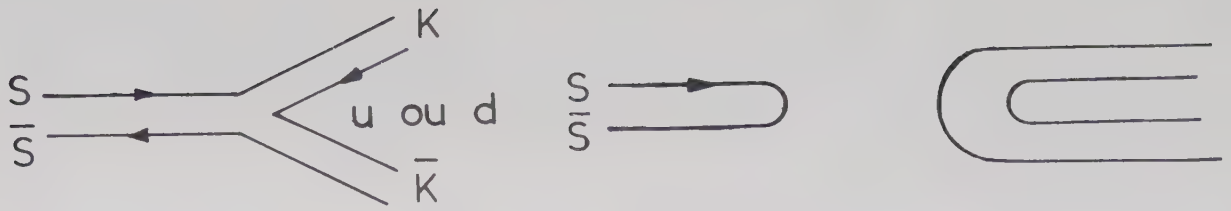
1.2.3. Approche de la physique des particules

1.2.3.1. La dualité.

L'hypothèse de la dualité entre la formation de résonances dans la voie s et l'échange de pôles de Regge dans la voie t contribua à la compréhension de nombreux phénomènes physiques au cours des années 60. Les 1ères études furent limitées au cas des mésons ; elles permirent en particulier d'établir la règle O.Z.I. (Okubo, Zweig, Iizuka)[15] à partir de la désintégration du ϕ



diagrammes de dualité

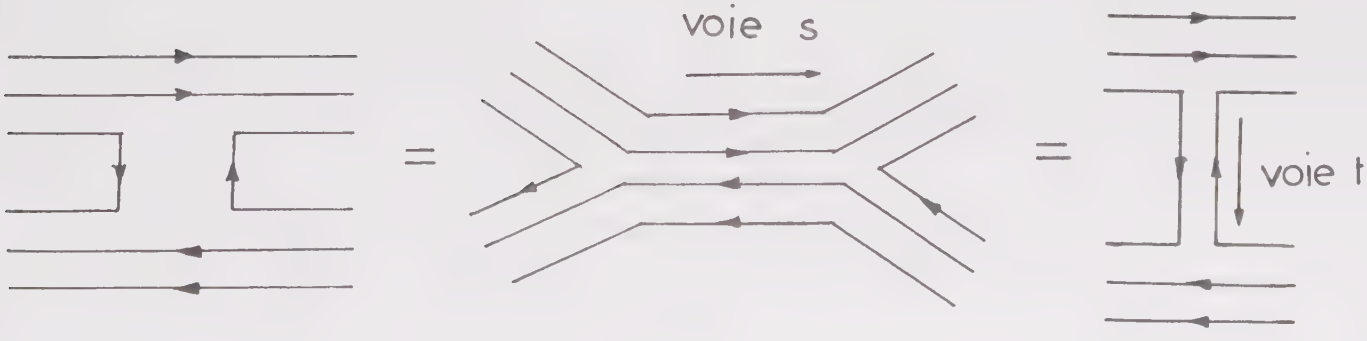


$\theta \rightarrow K\bar{K}$ permis

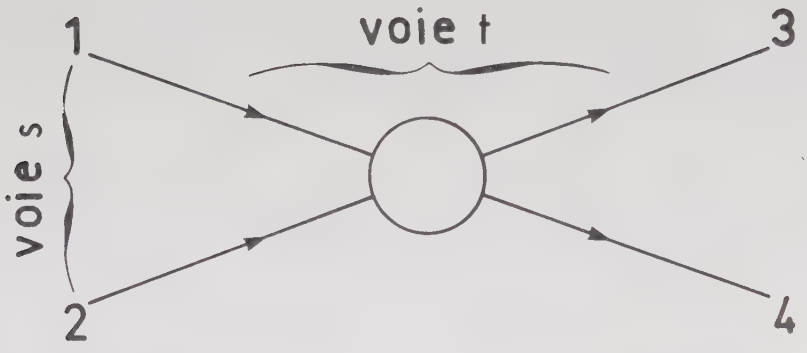
$\theta \rightarrow \rho\pi$ INTERDIT

Il n'existe pas de représentation où l'état initial et l'état final n'échangent pas de lignes de quarks (O.Z.I.).

L'application de la dualité aux baryons amena Rosner[1] à prédire l'existence du baryonium : dans la diffusion $B\bar{B}$ on connaissait le processus d'échange d'un méson ordinaire dans la voie t, la dualité exigeait alors un état à 4 quarks dans la voie s.



Le modèle de Regge permet de décrire l'amplitude F des réactions hadroniques à haute énergie ($S \geqslant 5$ GeV/c^2) pour de petits transferts. ($t \lesssim 2$ GeV/c^2).



Les amplitudes de diffusion sont des fonctions analytiques des quadri-impulsions externes. Pour une réactions à 2 corps elles ne dépendent que des variables s et t. La conjecture de Mandelstam fournit le domaine d'analyticité maximum que l'on puisse supposer pour l'aplitude A(s,t) : A(s,t) est analytique dans le plan complexe de l'autre variable auquel on a enlevé des pôles éventuels (états liés) et des coupures (compatibilité avec l'état initial).

Pour s grand :

$$A(s,t) \sim \sum_i \beta_i(t) \left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha_i(t)} \frac{1 + \xi_i e^{-i\pi\alpha_i(t)}}{\sin(\pi\alpha_i(t))}$$

i : nombres quantiques échangés dans la voie t

$\alpha_i(t)$: trajectoire du pôle

$\beta_i(t)$: résidu du pôle.

γ_i : signature du pôle

s_o : paramètre d'échelle ($\sim$ 1 GeV/c^2)

Pour t réel

$$\begin{cases} \alpha_i(t) = \alpha_o^i + \alpha_1^i\, t \\ \beta_i(t) = \beta\ (c^{te}) \end{cases}$$

Les trajectoires de Regge ont une propriété remarquable ; elles ne dépendent que de t et des nombres quantiques qu'elles portent et non des réactions dans lesquelles elles sont échangées.

Au fond non résonnant dans la voie s correspond une trajectoire de Regge $\alpha_o = 1$ possédant les nombres quantiques du vide : c'est la trajectoire de Pomeranchuk associée à un pôle appelé Poméron.

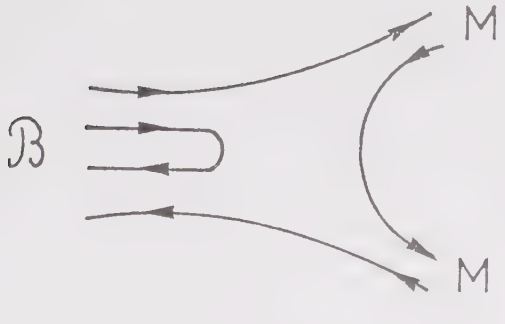
La règle O.Z.I. fut étendue aux baryons par la règle F.R.W. (Freund Rosner Waltz)[16] :

soient 3 hadrons H_i pouvant être couplés par conservation des nombres quantiques B, Y, I.

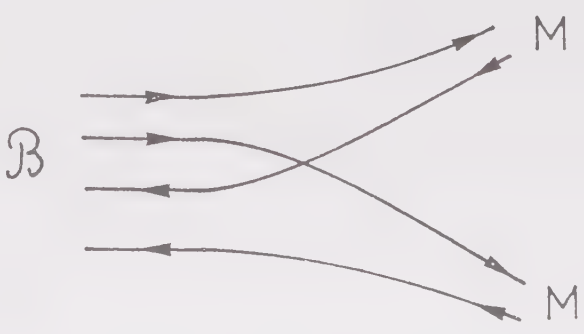
(i) un hadron H_i échange au moins une ligne de quark avec chacun des deux autres hadrons.

(ii) une ligne de quark ne peut être reliée à une ligne d'antiquark du même hadron.

La conséquence immédiate est que les états exotiques $qq\bar{q}\bar{q}$ ne correspondent pas avec les voies mésoniques.



Interdit par ii)



Interdit par i)

On s'attend donc à un couplage plus important à la voie $B\bar{B}$ qu'à la voie MM. Ces états pourraient en particulier avoir une faible largeur.

Sur ces bases, plusieurs modèles se sont développés dans le but d'apporter des prédictions plus précises.

1.2.3.1.1. Le modèle des diquarks[17].

En considérant les diagrammes de dualité pour la diffusion $B\bar{B}$, il semble tout naturel d'envisager le baryonium comme formé d'un diquark et d'un antidiquark (un diquark étant formé de 2 quarks fortement liés entre eux).Ceci néanmoins revient à assimiler les diquarks à des objets ponctuels...

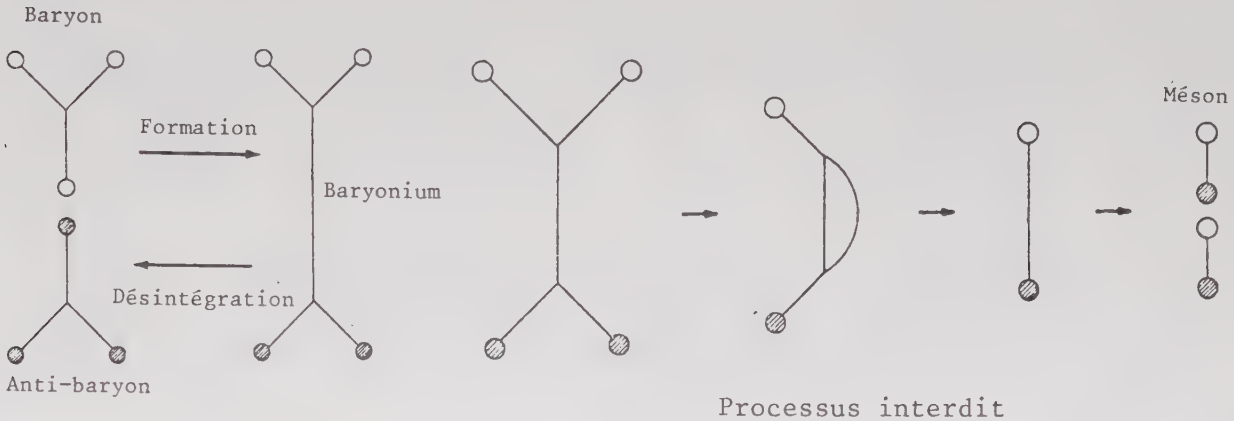
La diffusion $B\bar{B}$ peut alors se représenter comme ci-dessous :

Ainsi en considérant le baryonium comme un pseudo-méson (un diquark et un antidiquark) et en appliquant la règle O.Z.I. on voit qu'il ne peut se désintégrer qu'en 2 baryons.

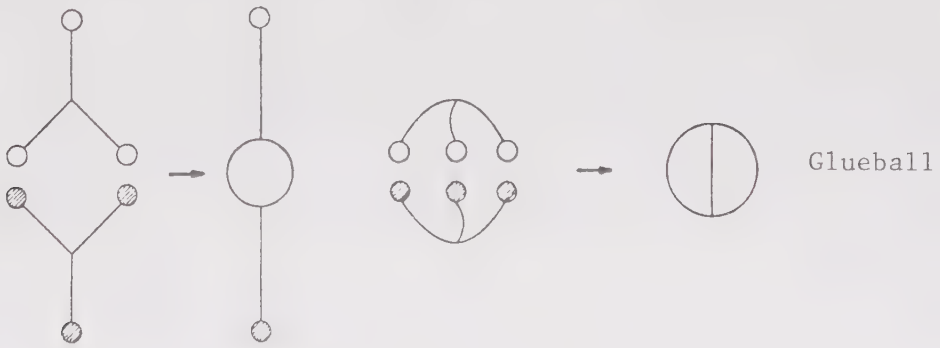
A partir de cette représentation il est possible d'établir un spectre de baryonium (les diquarks sont soit antitriplet, soit sextuplet de couleur $3 \otimes 3 = 3 \otimes 6$ mais seuls les membres de l'antitriplet peuvent, couplés à un 3ème quark, donner un baryon singulet de couleur.

1.2.3.1.2. Modèle des cordes et approche de la chromodynamique quantique.

Dans ce modèle la formation du baryonium est représentée comme ci-dessous :



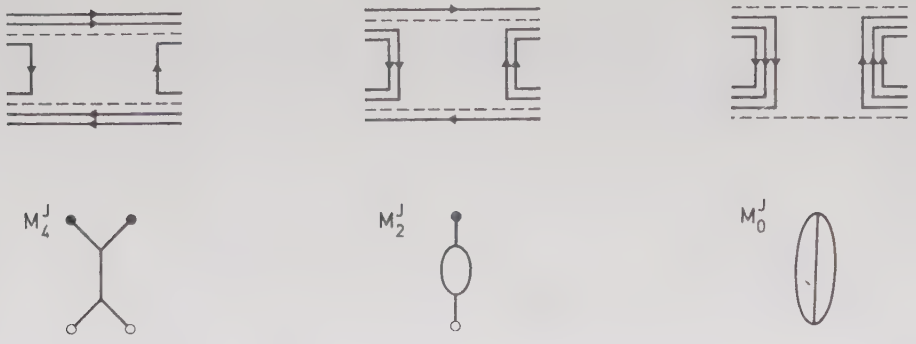
Hormis ce schéma de baryonium à 4 quarks on peut prédire l'existence de deux autres familles obtenues par fusion de 2 paires de quark-antiquark ou même des 3 paires.



De tels états seront évidemment difficiles à mettre en évidence expérimentalement. Ce modèle permet d'introduire une nouvelle entité, le point de jonction de 3 cordes, caractérisant un baryon et donc en particulier un singulet de couleur.

Dans la représentation en lignes de quarks elles seront représentées par une ligne en pointillés. Ces lignes de jonction (ou de couleur) peuvent soit aller d'un état initial vers un état final, soit s'annihiler dans les états initiaux ou dans les états finals.

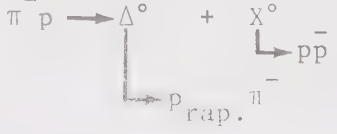
Les nouvelles règles de sélection ainsi posées sont les règles JOZI (J comme jonction). On peut alors avoir la formation de 3 baryoniums.

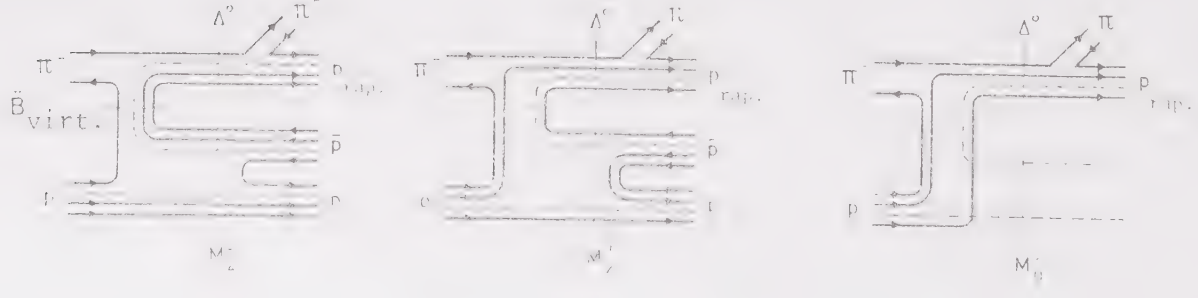


J : jonction 0,2,4 : nombre de quarks + antiquarks
---- : lignes de jonction.

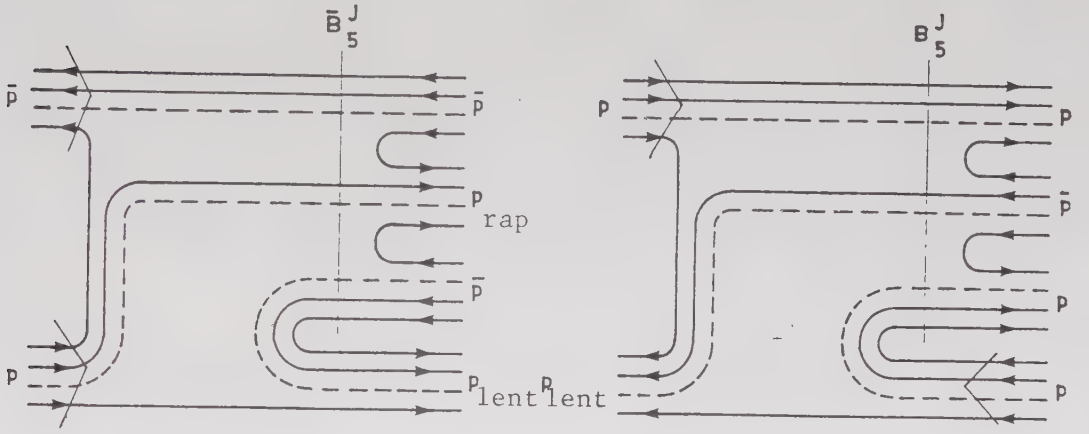
Les développements de la chromodynamique quantique concernant la diffusion $B\bar{B}$ ont permis d'établir une base théorique au modèle des cordes précédemment décrit[18]. Nous nous contenterons ici d'exposer les résultats obtenus sans rentrer dans les détails théoriques.

La formation de baryonium dans les réactions $\bar{p}p$ est décrite par les figures ci-dessus. On peut également prédire la production de baryonium dans les réactions πp ou Kp . On a par exemple :





Il est même possible d'envisager des états lourds (~ 3 GeV) B_5^J formés de 4 quarks et un antiquark couplés aux voies de désintégration BM_4^J ou $B\bar{B}B$.



Enfin, on peut encore prédire que la réaction $p\bar{p} \rightarrow \pi\pi$ est très rare et que les sections efficaces $\sigma_{p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-\omega}$ et $\sigma_{p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-\rho^0}$ sont égales, ce qui a pu être vérifié expérimentalement[19].

1.2.3.1.3. Unitarisation duale topologique (D.T.U.).

Cette théorie combinant l'unitarité et la dualité,[20] se base sur des calculs topologiques.

On a pu définir les limites d'application de la règle O.Z.I. et calculer les corrections nécessitées par les violations de cette règle.

Un spectre en masse du baryonium a été obtenu en se basant sur le spectre des mésons (on distingue des mésons vectoriels et des mésons pseudo-scalaires)[21].

J	1	2	3	4	5	6
$\mathcal{B}$ MeV V	1537	1891	2245	2566	2856	3122
$\mathcal{B}$ MeV PS			2130	2290	2440	

V = Vectoriel

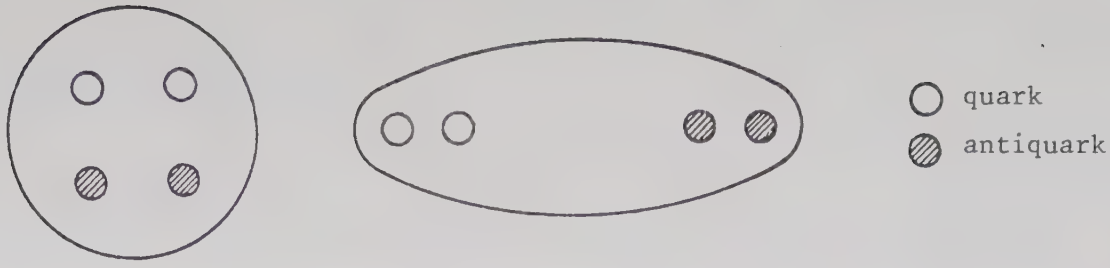
PS = Pseudo-Scalaire

1.2.3.2. Le modèle des sacs. (MIT BAG Model)[22][23]

Le modèle des sacs décrit des états multiquark du type $q^{m-n}\bar{q}^{}$, $n + m > 3$. L'état $m = n = 2$ qui nous intéresse est le plus étudié. De tels mésons exotiques sont formés de 2 quarks et 2 antiquarks que l'on imagine contenus dans un sac. Deux cas de figure se présentent alors :

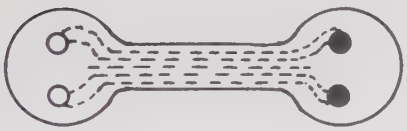
i) Le sac a une symétrie sphérique : tous les quarks et antiquarks sont dans des états relatifs d'onde s. Ces mésons ont plutôt tendance à fusionner en 2 paires $q\bar{q}$ (MM). Ils n'ont rien à voir avec le baryonium. On les symbolise généralement par $q\bar{q}q\bar{q}$.

ii) Il existe un moment angulaire L entre les 2 paires qq et $\bar{q}\bar{q}$; le sac a alors la forme d'un cigare (d'autant plus allongé que L est grand). La désintégration en 2 mésons étant interdite par la barrière centrifuge, les voies de désintégration $B\bar{B}$ sont favorisées. Ces mésons sont des états baryonium $qq\bar{q}\bar{q}$.



$q\bar{q}q\bar{q}$ $\qquad\qquad$ $q\bar{q}q\bar{q}$

Les lignes de champ de couleur sont confinées dans le sac et on peut ainsi se représenter le baryonium comme formé d'un diquark et d'un antidiquark reliés par un tube de couleur



-------- lignes de champ de couleur

Les diquarks pouvant être dans des représentations de couleurs symétriques 6 ou antisymétriques $\bar{3}$ on pourra avoir des baryoniums $\bar{3}$ - 3 ou 6 - $\bar{6}$. Mais seuls les états $\bar{3}$ - 3 peuvent être couplés aux voies $B\bar{B}$.

Il est possible en faisant appel au modèle de Regge de faire des prédictions qualitatives sur ces états et d'établir une riche spectroscopie ; mais il serait trop long de les exposer ici[24] (on a pu en particulier déterminer la pente de la trajectoire de Regge correspondant à ces résonances).

1.2.3.3. La chimie de la couleur[25]

Ce modèle est inspiré du précédent : le baryonium est décrit comme formé d'un diquark et d'un antidiquark séparés par un moment angulaire L interdisant la désintégration mésonique.

On distingue le baryonium T (True) $(qq)-(\bar{q}\bar{q}) = \bar{3}-3$

le baryonium M (Mock) $(qq)-(\bar{q}\bar{q}) = 6-\bar{6}$

Mais ce modèle est plus souple que le "Mit bag Model" (et en conséquence donne moins de précisions).

Les liaisons de couleur sont considérées de manière analogue aux liaisons de valence en chimie (d'où le nom).

On attend pour les baryoniums T des largeurs de l'ordre de 100 MeV (résonances S, T, U).

Les baryoniums M dont les voies $B\bar{B}$ sont interdites par les combinaisons de couleurs pourraient, si le moment angulaire n'est pas trop grand ($L \leq 2$), se désintégrer en mésons, ou sinon donner un autre baryonium M accompagné d'une émission de π ,ce processus pouvant être répété plusieurs fois de suite jusqu'à épuisement du moment angulaire.

On attend dans ce cas des largeurs très étroites. Les résonances 2020 et 2200 MeV/c^2 seraient de bons candidats d'autant plus que l'on pourrait ainsi expliquer leur absence dans les expériences de formation $p\bar{p}$.

1.2.4. Conclusion.

Nous n'avons donné qu'un aperçu des théories du baryonium, chacun de ces modèles ayant subi des variantes ou des développements sur des points particuliers.

Comme l'expérience n'a pas encore donné de résultats convaincants, il est impossible d'opter pour un modèle plus que pour un autre.

1.3. APPROCHE EXPERIMENTALE.

On peut aborder l'étude des mésons exotiques par 2 méthodes différentes : les expériences de formation et les expériences de production.

Dans les premières on cherche les mésons comme états intermédiaires résonnants d'une réaction dont on contrôle l'état initial (énergie, nombres quantiques...). On étudie les sections efficaces de formation (élastiques, inélastiques, totales). En agissant sur l'impulsion du faisceau incident on dispose d'une énergie du centre de masse facilement variable avec une bonne résolution (< 10 MeV/c^2 pour des masses de 2 GeV/c^2).

Dans les secondes les mésons sont recherchés parmi d'autres particules dans l'état final d'une réaction dont l'état initial est essentiellement pourvoyeur d'énergie. On étudie le spectre de masse de particules de l'état final.

1.3.1. Expériences de formation.

1.3.1.1. Expériences de formation e^+e^-

Bien qu'assez marginales ces expériences ont donné des résultats intéressants. Les réactions étudiées sont du type :

$$e^+e^- \longrightarrow X \longrightarrow n\pi + m\gamma$$

Plusieurs groupes ont mis en évidence des états étroits ($M < 1880$ MeV/c^2) A Frascati des résultats identiques ont été obtenus sur 3 détecteurs différents[26].

M MeV/c^2	1821 ± 16	1819 ± 5	$1812 \pm \frac{7}{13}$
Γ MeV/c^2	31 ± 15	24 ± 5	$34 \pm \frac{21}{15}$

Deux autres états ont été trouvés par une équipe d'Orsay[54]

M MeV/c^2	1652 ± 17	1665 ± 6	1772 ± 6
Γ MeV/c^2	42 ± 17	37 ± 21	49 ± 25
multiplicité	$\pi^+\pi^-\pi^\circ$	$2\pi^+2\pi^-\pi^\circ$	$2\pi^+2\pi^-\pi^\circ$

A cause de leurs très faibles largeurs, inhabituelles pour des états mésoniques ordinaires, ces états ont été interprétés comme baryonium (pseudo baryonium M vu leur mode de désintégration). Cependant, comme le montrent des travaux plus récents[55], il est probable que ce soient en fait des états excités de mésons ordinaires.

1.3.1.2. Expériences de formation $N\bar{N}$ ($p\bar{p}$ ou $n\bar{p}$).

1.3.1.2.1. Mesure des sections efficaces totales.

On doit tenir compte de 2 valeurs possibles de l'isospin :

$I = 1$ (σ_1) et $I = 0$ (σ_0)

$$\sigma_T(p\bar{p}) = \sigma_0/2 + \sigma_1/2$$

$$\sigma_T(\bar{p}n) = \sigma_1$$

La section efficace totale $\sigma_T(\bar{p}n)$ est déterminée à partir de la section efficace totale des réactions $\bar{p}d$.
Les 3 résonances S, T, U ont ainsi été mises en évidence[4][27].
Pour la résonance S (Fig. 1) on a constaté que l'isospin I = 1 était favorisé par rapport à I = 0[4]

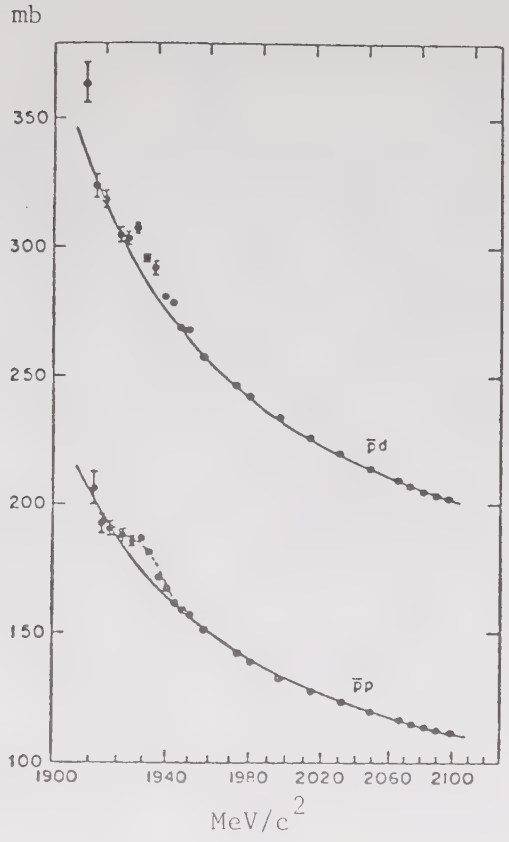


Figure 1 : Section efficace totale $\bar{p}p$ et $\bar{p}d$.

La décomposition en isospin a pu être réalisée pour de grandes impulsions incidentes. On a ainsi trouvé une bosse dans σ_0 (U) et 2 dans σ_1 (T et U) (voir Fig. 2)[27].

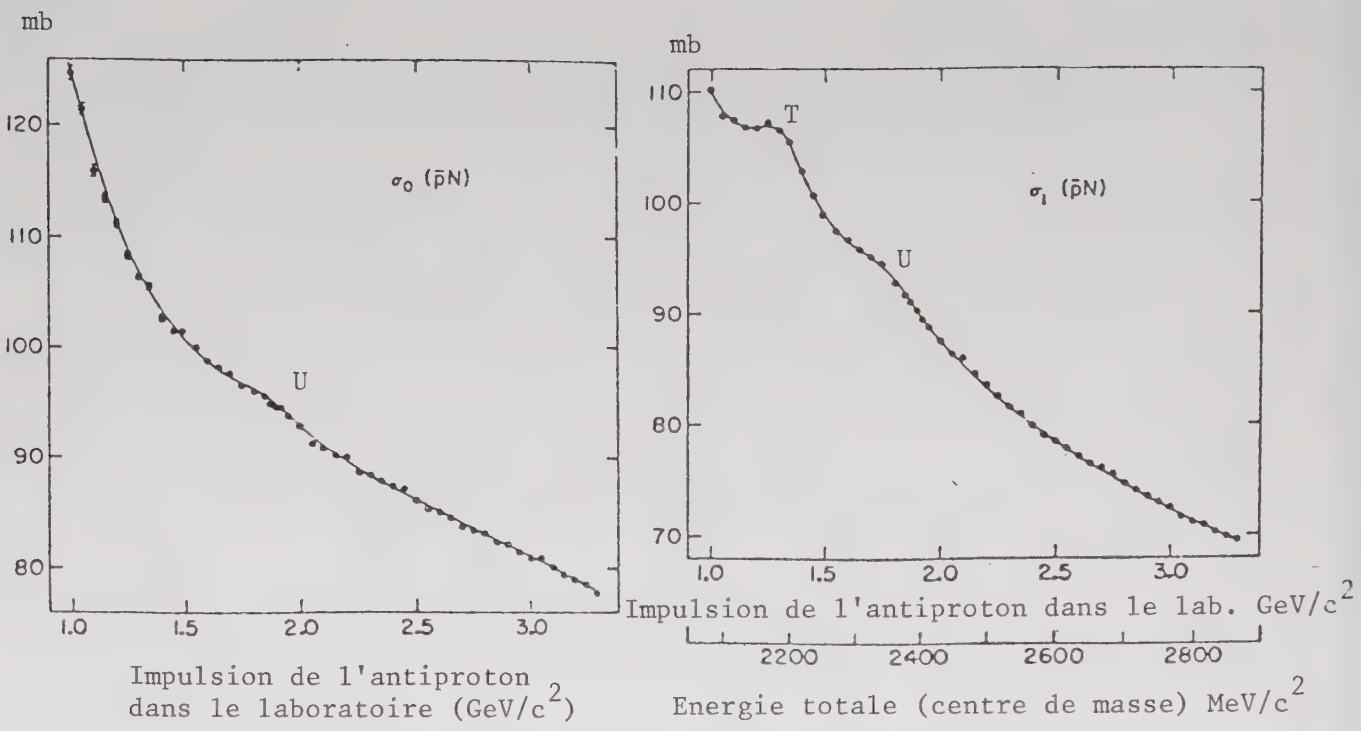


FIGURE 2

U	T
$M = 2355 \pm 5$ MeV/c^2	$M = 2185 \pm 5$ MeV/c^2
$\Gamma = 280 \pm 20$ MeV/c^2	$\Gamma = 130 \pm 30$ MeV/c^2

1.3.1.2.2. Mesure des sections efficaces élastiques ($p\bar{p}$).

Les diffusions élastiques ont été étudiées aussi bien vers l'avant que vers l'arrière. Les résonances S, T, U ont pu être clairement observées dans les diffusions avant[28][29] (voir Fig. 3, 4). Les diffusions arrière, malgré certains résultats[30], n'ont jamais vraiment donné de résultats convaincants.

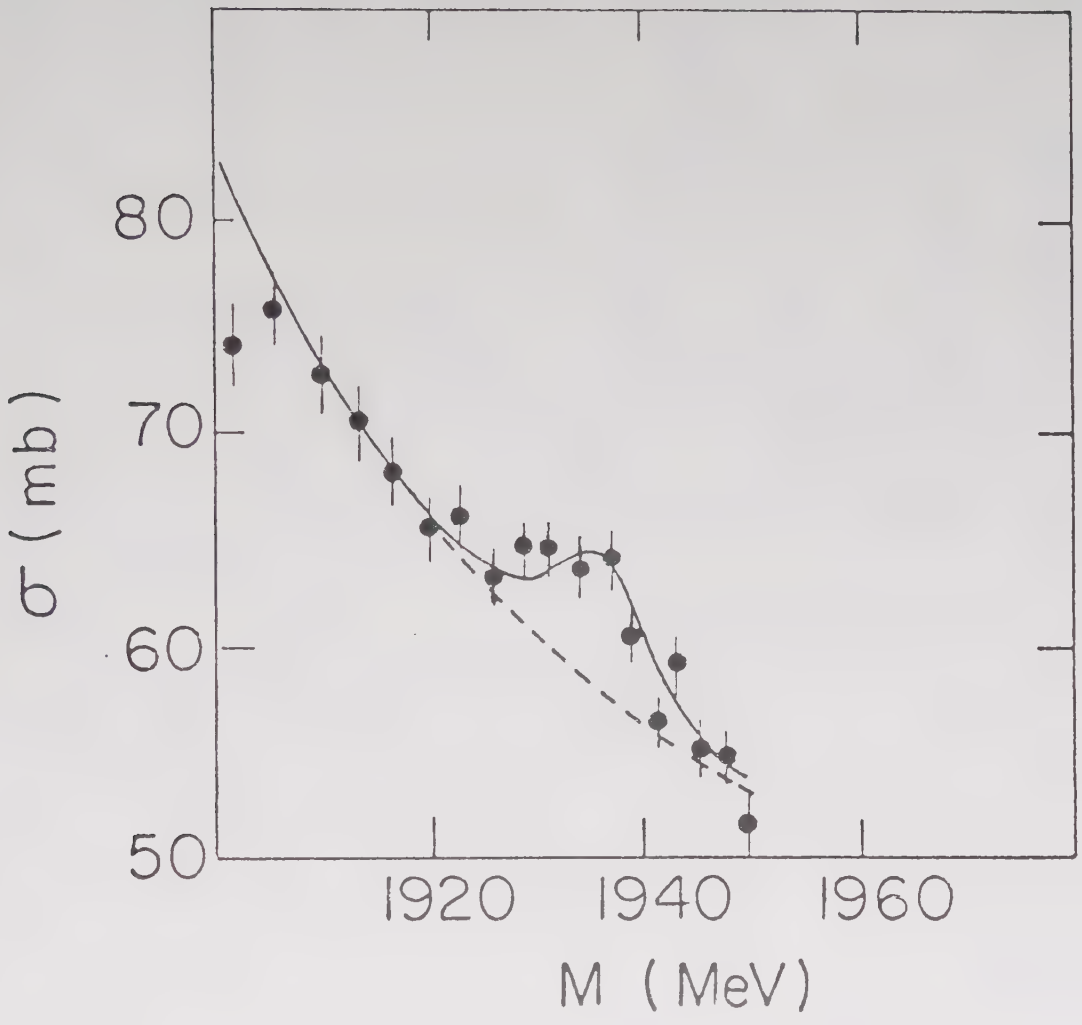


FIGURE 3[28]

Section efficace de diffusion élastique $(p\bar{p})_{avant}$ dans la région du S.

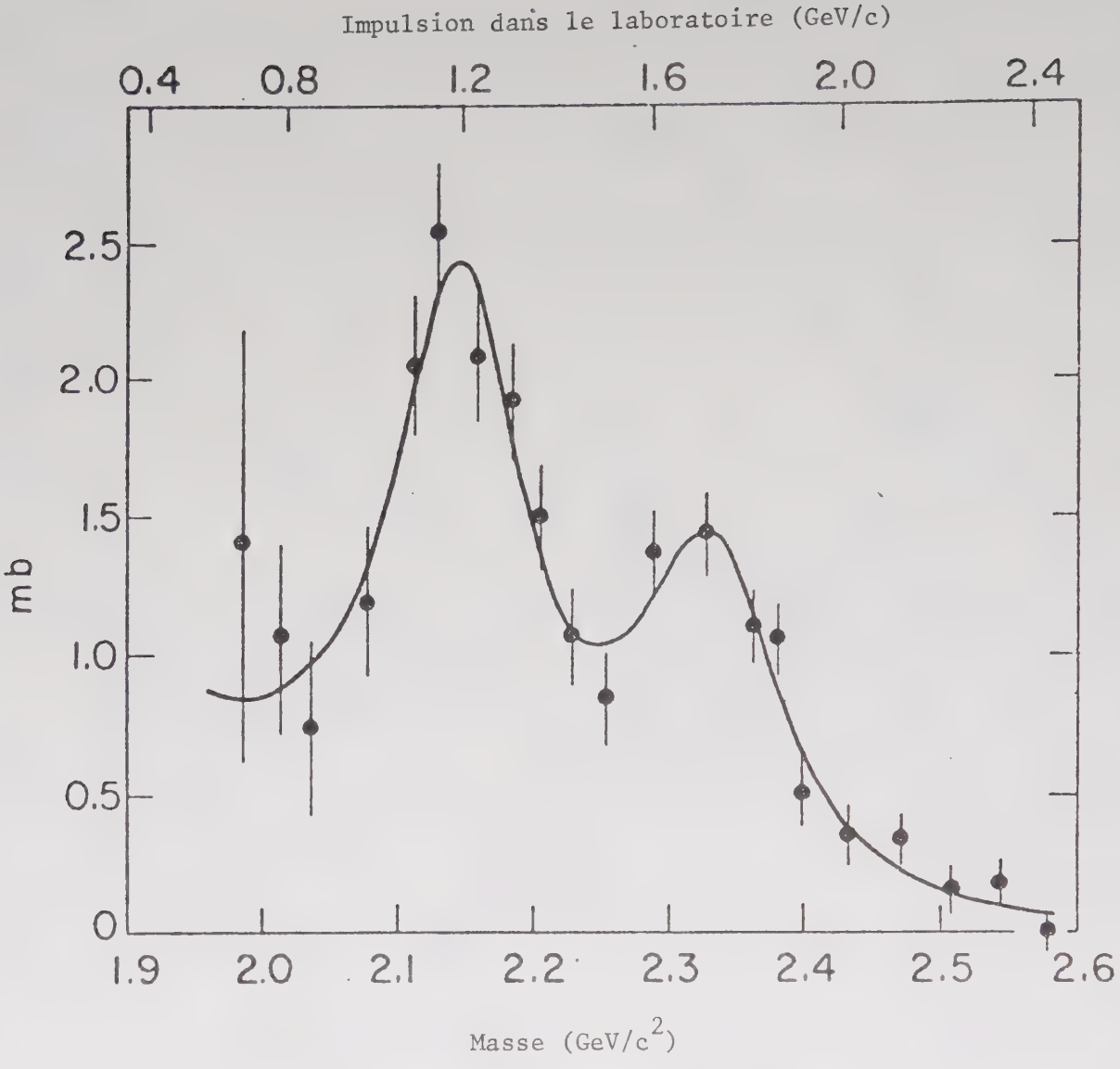


FIGURE 4[29]

Section efficace de diffusion élastique $(p\bar{p})$ avant dans la région T, U après soustraction du fond.

1.3.1.2.3. Mesure des sections efficaces d'échanges de charge.

Aucun signal significatif n'a jamais été observé dans les processus d'échange de charge $\bar{p}p \longrightarrow \bar{n}n$ malgré la réalisation d'expériences très précises[31].

Pourtant, en considérant une résonance de spin isotopique pur, on devrait avoir $\Delta\sigma_{el} = \Delta\sigma_{ech}$ ($\Delta\sigma$ représente la surface intégrée de la bosse relativement au fond).
Malgré certaines tentatives[32], aucune explication satisfaisante n'a pu être apportée.

1.3.1.2.1. Mesure des sections efficaces inélastiques.

Les annihilations $\bar{p}p$ en multiméson sont particulièrement intéressantes. On suppose qu'après l'annihilation se forme un état intermédiaire qui ensuite se désintégrerait en mésons. Ce pourrait être là la mise en évidence de pseudobaryonium M. La structure des amplitudes d'annihilation étant simple, il est possible de mener une étude détaillée. Malheureusement de tels événements sont assez rares ($\sim$ 1% des annihilations).

Dans le cas de l'annihilation $\bar{p}p \to \pi^+\pi^-$ 3 résonances ont été clairement obtenues[6] :

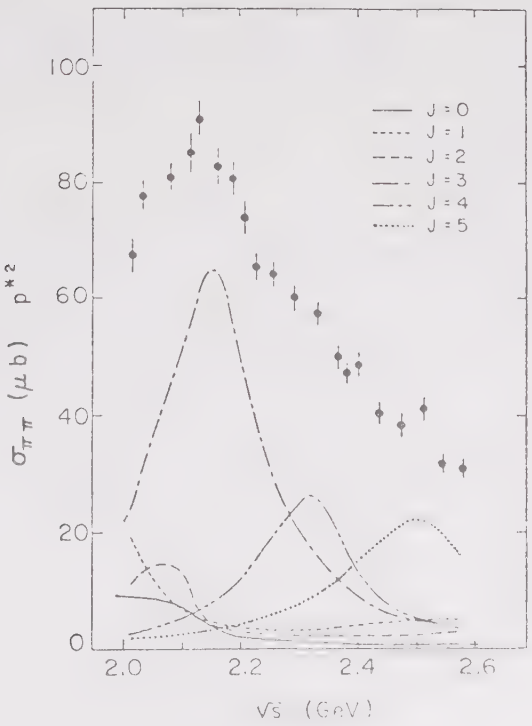


FIGURE 5

M MeV/c²	Γ MeV/c²	J^{PC} I^G
2150	200	3^{--} 1^+
2310	210	4^{++} 0^+
2480	280	5^{--} 1^+

(voir Fig. 5)

L'annihilation $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-$ a donné des résultats analogues[33]. Plusieurs expériences ont été menées sur les voies d'annihilation en $2\pi^\circ$ et $\pi^\circ\eta^\circ$ [7][34][35]. Malgré de faibles statistiques 2 résonances larges ont été trouvées vers 2150 et 2350 MeV/c^2 ($\Gamma \sim 200$ MeV/c^2).
D'autres états résonnants ont encore été découverts dans les annihilations $\bar{p}p$ en $K^\circ_S K^\circ_L$ [36], $K^\circ_L K^\pm \pi^\circ$ [37], $2\pi^+ 2\pi^- \pi^\circ$ [37][38] ou autres états multiméson[40] (voir annexe 1).

A cause de la rareté de ces événements par rapport au total des annihilations on a pensé à des états baryonium dont les voies mésoniques sont interdites (baryonium M).

D'un autre côté, la largeur est assez élevée pour des états supposés relativement étroits... (voir modèle de la chimie de la couleur).

1.3.1.3. Autres expériences de formation.

L'analyse du spectre γ dans les annihilations $\bar{p}p \rightarrow M\gamma$ ou $M\pi^\circ$ a révélé l'existence d'états étroits[41] avec un niveau de confiance de l'ordre de 98%.

M MeV/c^2	1395 ± 17	1646 ± 9	1684 ± 7
Γ MeV/c^2	$\leqslant 34$	$\leqslant 21$	$\leqslant 19$

(voir Fig. 6)

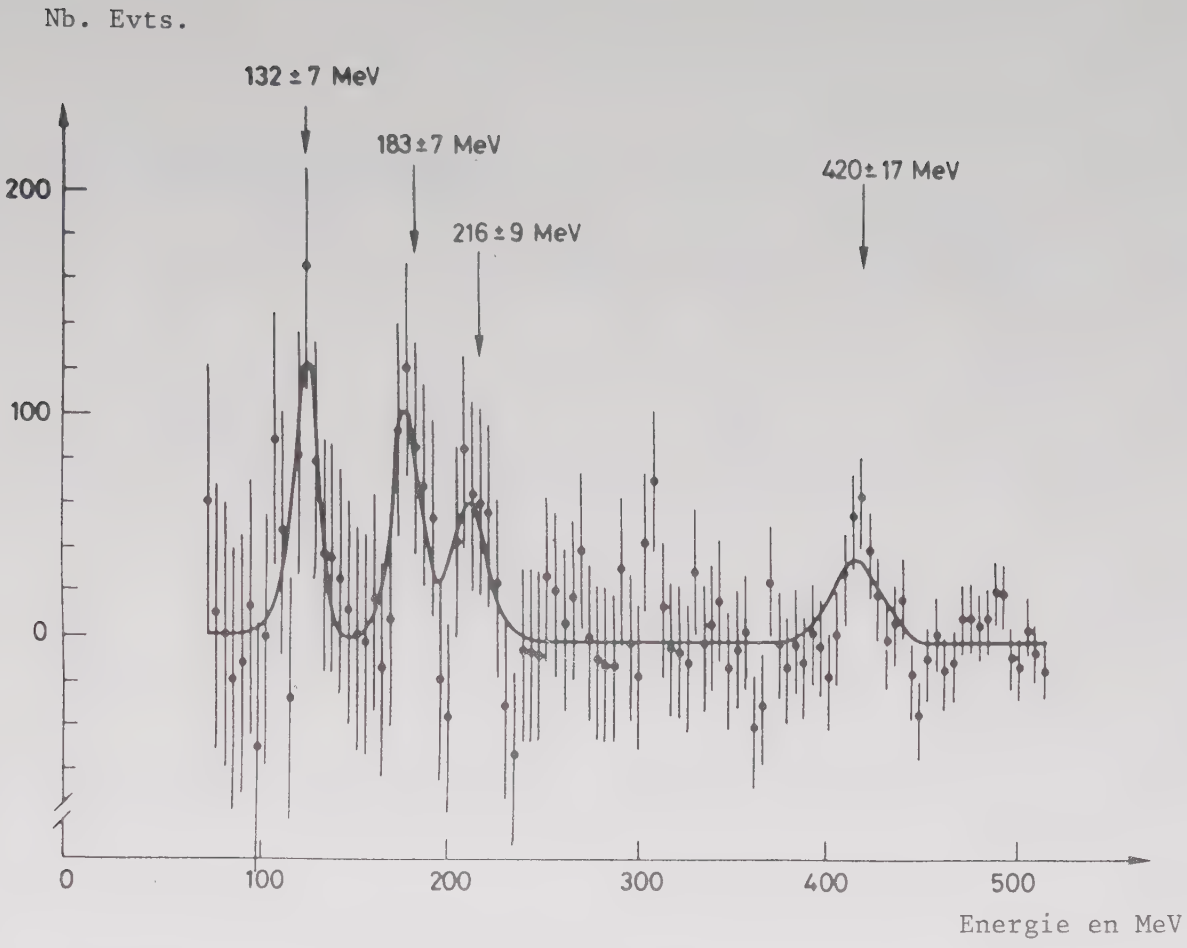


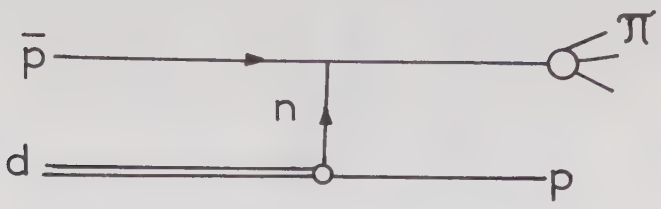
FIGURE 6

Spectre en énergie des γ . Le 1er pic (132 MeV/c^2) est expliqué par la réaction $\pi^- p \rightarrow n\gamma$ avec des π^- parasites du faisceau incident.

Vu la faible largeur de ces états, on a pensé à les interpréter en tant que baryonium.

Cependant, étant donné que le fond (dû surtout aux annihilations en $2\pi^\circ$) est très important, les résultats de cette expérience ont été mis en doute ; d'autant plus que dans une expérience analogue[42], de tels états n'ont pas été observé.

On peut encore citer des expériences hors de la couche de masse (échange d'un neutron virtuel dans la réaction $\bar{p}d$)



Certains états près du seuil ont été trouvés dans ces expériences de formation $\bar{p}n$ virtuel

$$M = (1897 \pm 1)\ \mathrm{MeV/c^2} \qquad \Gamma = (25 \pm 6)\ \mathrm{MeV/c^2}$$
$$M = (1932 \pm 2)\ \mathrm{MeV/c^2} \qquad \Gamma = (5 \pm 4)\ \mathrm{MeV/c^2} \tag{53}$$

1.3.2. Expériences de production.

1.3.2.1. Production vers l'avant (dans le centre de masse).

Des expériences de production récentes ont permis de découvrir des états résonnants étranges dans les réactions Kp :

des résonances larges ($\Gamma \sim 250\ \mathrm{MeV/c^2}$)

2260, 2320 et 2490 $\mathrm{MeV/c^2}$ dans $K^+p \rightarrow (\bar{\Lambda}p)p$ (47)

2235 $\mathrm{MeV/c^2}$ $K^-p \rightarrow (\Lambda\bar{p})p$ (48)

Des résonances étroites

$1970\ \text{MeV/c}^2 \qquad \Gamma = (40 \pm 20)\ \text{MeV/c}^2$ dans $K^+p \rightarrow K^\circ_s K^\circ_s \pi^+\pi^-$ (46)

$2460\ \text{MeV/c}^2 \qquad \Gamma \leqslant 15\ \text{MeV/c}^2$ dans $K^+p \rightarrow (\bar{\Lambda}p)\pi^+ n$ (44)

Cette dernière résonance, découverte moins récemment n'a pu être confirmée par une expérience ultérieure [45].

D'autres résultats positifs ont été obtenus dans les réactions :

$$\bar{p}n \longrightarrow X\,\pi^- \qquad (43)$$

$$X \longrightarrow \begin{cases} \bar{p}p \\ \bar{p}p\pi^\circ \\ \bar{p}n\pi^+ \\ \bar{n}p\pi^- \end{cases}$$

(Voir Fig. 7)

2 bosses étroites ont été observées

$2850\ \text{MeV/c}^2 \qquad \Gamma = 40\ \text{MeV/c}^2$

$3050\ \text{MeV/c}^2 \qquad \Gamma = 20\ \text{MeV/c}^2$

Un pic à $2600\ \text{MeV/c}^2$ ($\Gamma < 18\ \text{MeV/c}^2$) a également été vu dans les réactions :

$$\bar{p}p \longrightarrow K^\circ_s + 3\pi \qquad (39)$$

Ces dernières expériences n'ont pu être confirmées par la suite.

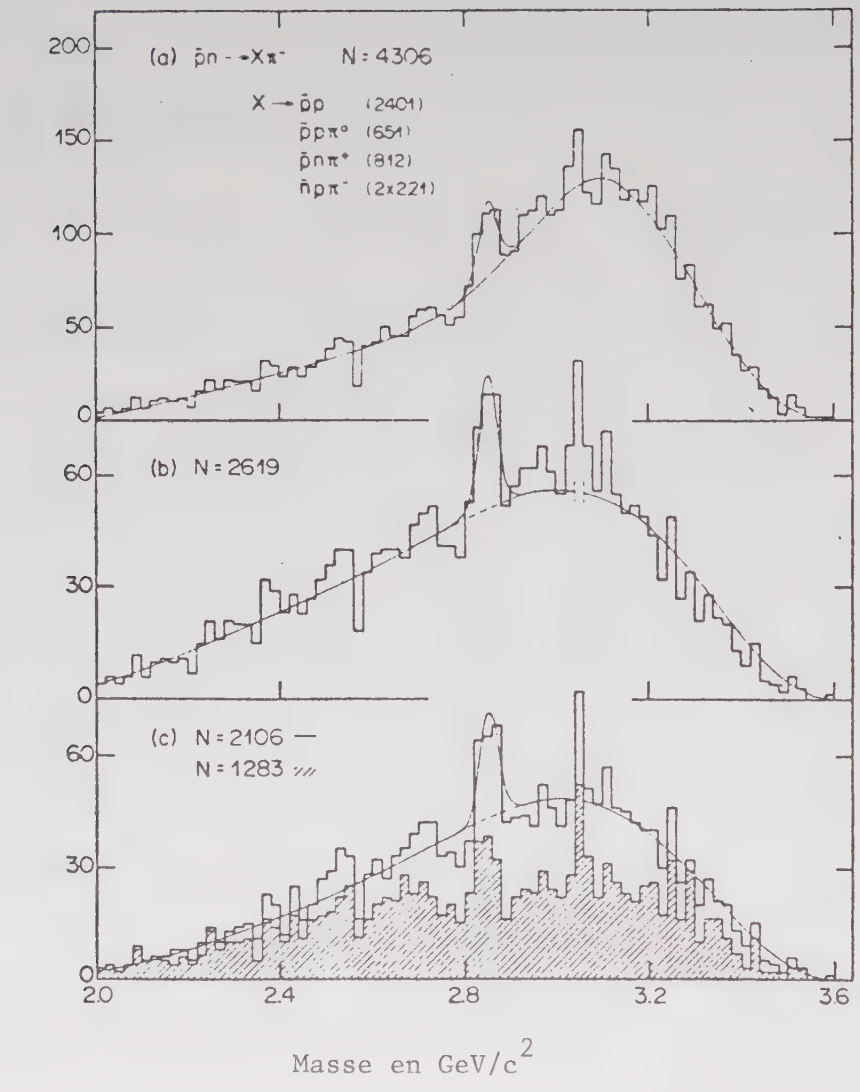


FIGURE 7

Distribution en masse X pour la réaction $\bar{p}\, n \longrightarrow \pi^- X$ à 5,55 GeV/c dans les canaux :

(1) $X \rightarrow \bar{p}p$

(2) $X \rightarrow \bar{p}p\ \pi^\circ$

(3) $X \rightarrow \bar{p}n\ \pi^+$

(4) $X \rightarrow \bar{n}p\ \pi^-$

Figure (a) : totalité des événements.

Figure (b) : événements sans $\bar{\Delta}^{--}$ (1232) (1), (2), (3) et sans Δ^- (1232) (3).

Figure (c) : événements sans $\bar{\Delta}$ (1900) et hors de la région $1.52 < M\,(p\,\pi^-) < 1.74$ GeV/c².

1.3.2.2. Production vers l'arrière.

C'est dans les réactions de production

$$\pi^- p \longrightarrow p_{rap.} \pi^- p\bar{p}$$

qu'on été découvertes les 2 résonances étroites à 2020 et 2204 MeV/c^2 (8) pour 2 valeurs de l'impulsion des π^- incidents (9 et 12 GeV/c).
Les caractéristiques de ces résonances observées dans le spectre de masse $(p_{lent}\bar{p})$ sont données ci-dessous (voir également Fig. 8)

M MeV/c^2	Γ MeV/c^2	σ_{mb} $(\pi^- p \to \Delta M)$	σ_{mb} $(\pi^- p \to N^* M)$
2020	24 ± 12	18 ± 5 (9 GeV/c) 10 ± 4 (12GeV/c)	30 ± 12 26 ± 8
2204	$16 \,{}^{+\,20}_{-\,16}$	17 ± 5 (9 GeV/c) 21 ± 5 (12GeV/c)	

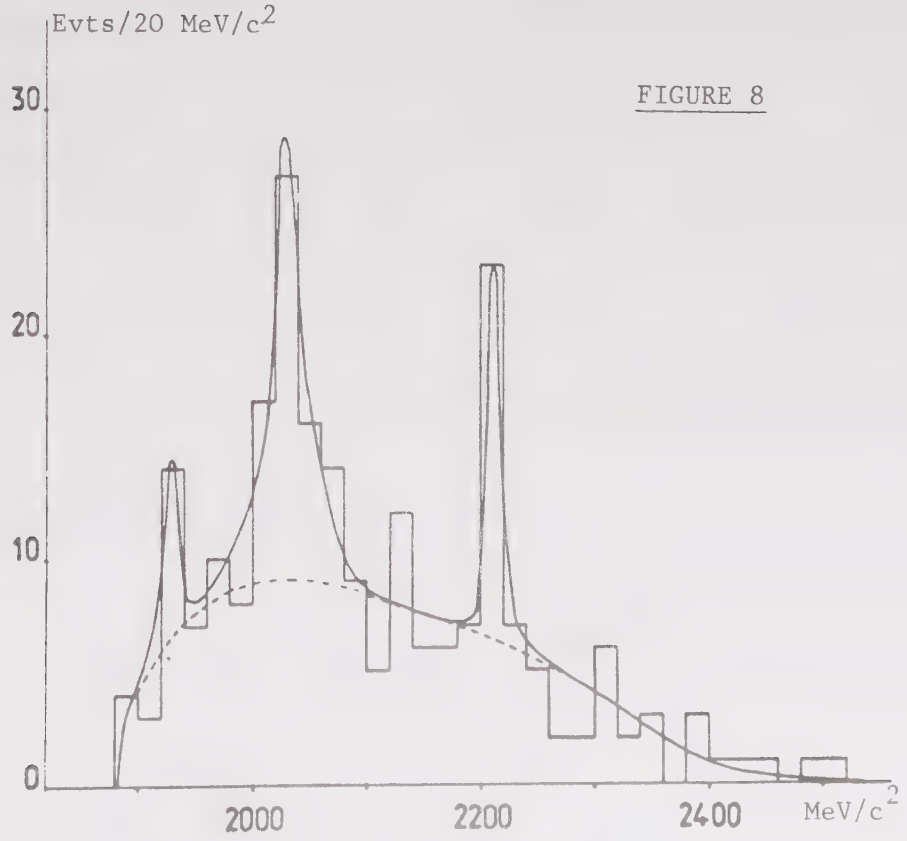


FIGURE 8

Distribution en masse $p\bar{p}$ pour les réactions $\pi^- p \to p_{rap} \pi^- p\bar{p}$ à 9 et 12 GeV/c avec Δ° (1232) et cos $\theta_J < 0$.

Ces résultats motivèrent par la suite plusieurs expériences dont notamment l'expérience WA 56 sur laquelle portera notre étude.

1.3.2.3. Autres expériences de productions.

Des réactions très diverses ont été explorées. Nous énumérerons ici les principaux résultats :

$$M = 1940 \pm 1 \text{ MeV/c}^2 \qquad \Gamma < 10 \text{ MeV/c}^2 \quad (49)$$

$$M = 1930 \pm 2 \text{ MeV/c}^2 \qquad \Gamma = 12 \pm 7 \text{ MeV/c}^2 \quad (50)$$

$$M = 2020 \text{ MeV/c}^2 \quad (51)$$

$$\left.\begin{array}{ll} M = 1780 \text{ MeV/c}^2 & \Gamma < 100 \text{ MeV/c}^2 \\ M = 1800 \text{ MeV/c}^2 & \Gamma = (60 \pm 20) \text{ MeV/c}^2 \\ M = (2150 \pm 40) \text{ MeV/c}^2 & \Gamma = (140 \pm 40) \text{ MeV/c}^2 \\ M = (2510 \pm 20) \text{ MeV/c}^2 & \Gamma = (10 \pm 30) \text{ MeV/c}^2 \end{array}\right\} \quad (52)$$

1.3.3. Conclusion.

En 1978, date à laquelle fut conçue l'expérience WA 56 qui va nous intéresser par la suite, la situation était la suivante :

Trois résonances S (1932 MeV/c^2), T (2185 MeV/c^2), U (2355 MeV/c^2) étaient bien établies dans les expériences de formation.

Deux résonances à 2020 et 2200 MeV/c^2 venaient d'être clairement observées dans une expérience de production (dont ce n'était pas le but). Ces résonances étant d'excellents candidats baryonium, leur confirmation justifient de nouvelles expériences précises et à haute statistique.
Ce fut le but essentiel de l'expérience WA 56.

ANNEXE 1

MASSE	LARGEUR	CARACTERISTIQUES	REACTIONS	ANNEE	REF.
1395	34		$\bar{p}p \to M\gamma$	1977	41
1498	4	$J^{PC} = 1^{--}$	$e^+e^- \to$ hadrons	1977	57,58
1646	21		$\bar{p}p \to M\gamma$	1977	41
1684	19		$\bar{p}p \to M\gamma$	1977	41
1792^{+31}_{-14}	79^{+77}_{-29}		$e^+e^- \to$ hadrons	1977	59
1794	8	$J \neq 0$ $I^G = 1^+$	$\bar{p}d \to p(\bar{p}n) \to N\pi + p$ au repos. $N\pi$: $2\pi^+\pi^n\pi^\circ$, $3\pi^-2\pi^+\pi^\circ$. $n \geq 1$	1977	60
1800 ± 20	60 ± 20		$ep \to epK^+\pi^+K^-\pi^-$	1979	52
1812^{+7}_{-13}	34^{+21}_{-15}				
1819 ± 5	24 ± 5		$e^+e^- \to$ hadrons	1977	26
1821 ± 16	31 ± 15				
1897 ± 1	25 ± 6	$J \neq 0$ $I = 1$	$\bar{p}$ n hors couche de masse ($\bar{p}d$)	1975	42
1915 - 50	10 - 40		$\bar{p}p$ σ_{el} arrière	1971	61
1920	100	$I = 0,1$	$\bar{p}p$ σ_{el} arrière	1969	62
1920		$J^P = 1^-$	$\pi^-p \to \bar{p}pn$	1978	63
1925 ± 15	10	$I = 1$	$\bar{p}p$ σ_{el} arrière	1969	40
1925	20	$I = 1$	$\bar{p}p$ σ_{el} arrière	1968	64
1929	35		$\pi^-p \to pX$	1966	5
1930 ± 2	12 ± 7		$\gamma(p) \to p\bar{p}(p)$	1980	50
1932 ± 2	9^{+4}_{-3}	$I = 1$ favorisé	$\bar{p}p$, $\bar{p}d$ σ_T	1973	4
$1932^{+2,4}_{-0,4}$	$4,5 \pm 4$	J 0 $I = 1$	$\bar{p}n$ hors couche de masse ($\bar{p}d$)	1975	42
$1934^{+2,6}_{-1,4}$	11				
1935 ± 10	55 ± 10	$J = 1,2$ $I^G = 1^-$	$\bar{p}p \to 2\pi^+2\pi^-\pi^\circ$	1976	37
1935 ± 1	2.8 ± 3		$\bar{p}p$ σ_T	1979	65
1936 ± 1	9^{+4}_{-3}		$\bar{p}p$ σ_T, σ_{el}	1976	28
1937 ± 2	21 ± 10		$\bar{p}p$ σ_{in}	1980	66
1939 ± 3	4		$\bar{p}p$ σ_{el}, σ_{in}	1977	67
1939 ± 2	22 ± 6		$\bar{p}p$ σ_{el}, σ_T	1980	66
1940			$\bar{p}p$ σ_{el} arrière	1976	37
1940 ± 1	10		$pp \to pppp$	1980	49
1942	60	$J^{PC} = 4^{++}$	$\bar{p}p$ σ_{el} arrière	1975	68
1945	20	$I = 0$	$\bar{p}p$ σ_{el} arrière	1968	64
1945 ± 15	20		$\bar{p}p$ σ_{el} arrière	1969	40
1949 ± 10	80 ± 20	$J^P = 2^+, 4^+, (3^+)$ $I^G = 1^-$	$\bar{p}p \to 2\pi^+2\pi^-\pi^\circ$ σ_{in}	1980	38
1960	80		$\bar{p}p \to K^\circ_S K^\circ_L 2\pi^+2\pi^-$	1975	69
1968	35	$J^{PC} = 1^{--}$	$\bar{p}p \to K^\circ_S K^\circ_L$	1971	36
1970 ± 10	40 ± 20		$K^+p \to K^\circ_S K^\circ_S \pi^+\pi^-$	1979	46
1973 ± 15	80		$\pi^-p \to p\rho^-\pi^+\pi^-$	1970	70
1975 ± 1	2	$I^G = 1^-$	$\bar{p}n$ $\sigma_{in}((2n+1)\pi) / \sigma_{in}(2n\pi)$	1975	71
1975	20		$\bar{p}p$ σ_{el} arrière	1977	6
1986 ± 1	8 ± 1	$I = 1$	$\bar{p}n$ $\sigma_{in}((2n+1)\pi) / \sigma_{in}(2n\pi)$	1975	71
2015	étroit		$\bar{p}p$ σ_{el}	1977	67
2020 ± 3	24 ± 12		$\pi^-p \to p_{rap.}\ \pi^-(\bar{p}p)$	1977	8
2020		$J^P = 0^+, 2^+$	$\pi^-p \to \bar{p}pn$	1978	63
2020			$ep \to epp\bar{p}$	1979	51
2080 ± 10	110 ± 20		$\pi^-d \to n_{lent}\ p\bar{p}n$	1980	72
2090 ± 20	170 ± 50		$\pi^-d \to p_{lent}\ p\bar{p}\pi^-$	1980	72
2110 ± 10	190 ± 10	$J^P = 3^-$	$\pi^-p \to \bar{p}pn$	1979	73
2120	100	$I^G = 1^+$	$\bar{p}p \to \pi^+\pi^-$	1969	40
2145 ± 10	25		$K^+p \to \phi\pi^+$	1980	74
2150	95		$\bar{p}p$ σ_{el}	1973	29,69
2150	200	$J^{PC} = 3^{--}$ $I^G = 1^+$	$\bar{p}p \to \pi^+\pi^-$	1977	6
2150 ± 10	160 ± 20		$\bar{p}p$ σ_{ech}	1977	75,76
2150	250	$J^{PC} = 2^{++}$ $I^G = 0^+$	$\bar{p}p \to 2\pi^\circ$	1978	7
2150	100	$J^{PC} = 2^{++}$ $I^G = 1^-$	$\bar{p}p \to \eta^\circ\pi^\circ$	1979	35
2150 ± 40	140 ± 40		$ep \to epK^+\pi^+K^-\pi^-$	1979	52
2150	135		$\bar{p}p$ σ_{el}	1978	75

2176	$^{+16}_{-2}$		$I^G = 1^+$	$\bar{p}p \to K^0_s K^0_s \omega$	1969	40
2180 ± 10	270 ± 10	$J^P = 2^+$		$\pi^- p \to \bar{p}pn$	1979	73
2185 ± 5	130 ± 30			$\bar{p}p \quad \sigma_{in}$	1977	75
2189 ± 5	95 ± 15		$I = 1$	$\bar{p}p \quad \sigma_T$	1977	75,40
2190 ± 5	85		$I = 1$	$\bar{p}p, \bar{p}d \quad \sigma_T$	1967	27
2190	50		$I^G = 1^+$	$\bar{p}p \to K^+K^-\omega$	1969	40,77
2190 ± 10	85		$I = 1$	$\bar{p}p, \bar{p}d \quad \sigma_T$	1970	27
2190			$I = 1$	$\bar{p}p \quad \sigma_{ech}$	1978	76
2193 ± 1,5	98 ± 8			$\bar{p}p \quad \sigma_T, \sigma_{el}, \sigma_{in}$	1973	78
2195	13			$\pi^- p \to pX^-$	1965	5
2200	200		$I = 0,1$	$\bar{p}p \quad \sigma_{el}$ arrière	1969	62
2204 ± 5	$^{+20}_{-16}$			$\pi^- p \to p_{rap.} \pi^-(p\bar{p})$	1977	8
2207 ± 22	130			$\pi^- p \to p(\rho^+\pi^-)$	1970	70
2235 ± 50	200	$J^P = 2^-$		$K^+p \to \bar{\Lambda}pp$ et $K^-p \to \Lambda\bar{p}p$	1980	48
2260 ± 20	250	$J^P = 2^-$	$S = \pm 1$	$K^+p \to \bar{\Lambda}pp$ et $K^-p \to \Lambda\bar{p}p$	1980	47
2290	100		$I^G = 1^+$	$\bar{p}p \to \pi^+\pi^- \quad \sigma_{in}$	1969	40
2310	210	$J^{PC} = 4^{++}$	$I^G = 0^+$	$\bar{p}p \to \pi^+\pi^- \quad \sigma_{in}$	1977	6
2320	250	$J^P = 3^+$	$S = \pm 1$	$K^+p \to \bar{\Lambda}pp$ et $K^-p \to \Lambda\bar{p}p$	1979	47
2330	300	$J^D = 4^+$	$I^G = 0^+$	$\bar{p}p \to 2\pi^0$	1978	7
2335	110			$\bar{p}p \quad \sigma_T, \sigma_{el}$	1973	29,69
2345 ± 10	140			$\bar{p}p, \bar{p}d \quad \sigma_T$	1967	27
2345	135			$\bar{p}p \quad \sigma_{el}$	1978	75
2345			$I = 1$	$\bar{p}p \quad \sigma_{ech}$	1978	76
2350 ± 10	140		$I = 1$	$\bar{p}p, \bar{p}d \quad \sigma_T$	1970	27
2350 ± 60	190 ± 60	$J^P = 4^+$		$\bar{p}p \to 2\pi^0 \quad \sigma_{in}$	1977	34
2350 ± 5	185 ± 20		$I = 1$	$\bar{p}p \quad \sigma_T$	1977	75
2355 ± 5	180 ± 20			$\bar{p}p \quad \sigma_{in}$	1977	75
2359 ± 1,5	165 ± 18			$\bar{p}p \quad \sigma_T, \sigma_{el}, \sigma_{in}$	1973	78
2365 ± 10	225 ± 100			$\bar{p}p \quad \sigma_{ech}$	1977	75,76
2375 ± 10	190		$I = 0$	$\bar{p}p, \bar{p}d \quad \sigma_T$	1970	27
2380 ± 10	140			$\bar{p}p, \bar{p}d \quad \sigma_T$	1967	27
2380			$I = 0$	$\bar{p}p \quad \sigma_{ech}$	1978	76
2380 ± 10	380 ± 20	$J^P = 4^+$		$\pi^- p \to p\bar{p}n$	1979	73
2382	30			$\pi^- p \to pX^-$	1966	5
2385 ± 10	80 ± 30		$I = 0$	$\bar{p}p \quad \sigma_{in}$	1977	75
2450 ± 10	280 ± 20	$J^P = S^-$		$\pi^- p \to p\bar{p}n$	1979	73
2461 ± 5	15	Charge 2	$S = +1$	$K^+p \to \bar{\Lambda}pn\pi^+ \quad \begin{cases} \bar{\Lambda}\Delta^{++}(1232) \\ \Sigma^+(1385)\ p \end{cases}$	1978	44
2480	280	$J^{PC} = 5^{--}$	$I^G = 1^+$	$\bar{p}p \to \pi^+\pi^-$	1977	6
2510	250	$J^P = 4^-$	$S = \pm 1$	$K^+p \to \bar{\Lambda}pp$ et $K^-p \to \Lambda\bar{p}p$	1979	47
2510 ± 20	100 ± 30			$ep \to epK^+\pi^+K^-\pi^-$	1979	52
2600 ± 10	18		$S = \pm 1$	$\bar{p}p \to K^0_s\pi^+\pi^-\pi^0$	1976	39
2620 ± 20	85 ± 3			$\pi^- p \to pX^-$	1969	79
2660	20		$I = 1,2$	$\pi^- p \to p_{rap.} \pi^-(p\bar{p})$	1977	80
2676 ± 27	150			$\pi^- p \to p(\rho^+\pi^-)$	1970	70
2710 ± 20	170 ± 40	$J^P = 6^+$		$\pi^- p \to p\bar{p}n$	1979	73
2800 ± 20	46 ± 10			$\pi^- p \to pX^-$	1969	79
2820 ± 10	50 ± 10	$J^P = 8^+$	$I^G = 1^-$	$\pi^+ p \to pX^+$	1971	81
				$X^+ \begin{cases} \to K^+\bar{K}^0\pi^+\pi^- \\ \to K^-K^0\pi^+\pi^+ \end{cases}$		
2830 ± 30	29 ± 14			$e^+e^- \to J/\Psi \to \gamma X(\to 2\gamma)$	1977	82
2850 ± 5	39		$I = 0$ favorisé	$\bar{p}n \to X\pi^-$	1975	48
				$X \begin{cases} \to p_{lent}\ \bar{p}p \\ \to p_{lent}\ \bar{p}p\pi^0 \\ \to p_{lent}\ \bar{p}n\pi^-\pi^+ \\ \to p_{lent}\ n\bar{p}\pi^-\pi^+ \end{cases}$		
2880 ± 20	15			$\pi^- p \to pX^-$	1969	79
2950 ± 10	15		$S = \pm 1,2$	$\pi^- p \begin{cases} \to \bar{p}p_{rap.}\ p_{lent}\ \pi^- \\ \to \bar{p}p_{rap.}\ p_{lent}\ \pi^-\pi^0 \\ \to \bar{p}p_{rap.}\ p_{lent}\ \pi^-\pi^+\pi^- \\ \to \bar{p}p_{rap.}\ n_{lent}\ \pi^-\pi^+ \end{cases}$ (spectre en $p\bar{p}\pi$)	1977	82
3050 ± 10	20			$\bar{p}n \to X\pi^-$	1975	48
				(voir 2850		

REFERENCES - CHAPITRE I

1	J.L. ROSNER	Phys. Rev. Lett.	21 (1968) 950 22 (1969) 689.
2	G.F. CHEW	Proc. 3nd Europ Symp on $N\bar{N}$ int. Stokholm 1976 p 515.	
3	J.L. ROSNER	Phys. Rep.	11C (1974) 267.
4	A.S. CARROLL et al.	Phys. Rev. Lett.	32 (1974) 247.
5	G. CHIKOVANI et al.	Phys. Lett.	22 (1966) 233.
6	A.A. CARTER	Phys. Lett. Nucl. Phys.	67B (1977) 117. B132 (1978) 176.
7	A.S. DULUDE et al.	Phys. Lett.	79B (1978) 335.
8	P. BENKHEIRI et al.	Phys. Lett.	68B (1977) 483 81B (1979) 380.
9	H. BETHE R. HAMILTON A.M. AFRIKYAN	Nuov. Cim. Sov. Phys. JEPT	4 (1956) 1. 3 (1956) 503.
10	R.A. BRYAN B.L. SCOTT	Phys. Rev.	135 (1964) 434. 164 (1967) 1215 177 (1969) 1435.
11	O.D. DALKAROV V.B. MANDELZWEIG I.S. SHAPIRO L. BOGDANOVA	JEPT Lett. Sov.J.Nucl.Phys. Sov.J.Nucl.Phys. Nucl. Phys. Sov.J.Nucl.Phys.	10 (1969) 257 11 (1970) 496 32 (1971) 744 B21 (1970) 88 34 (1972) 1200.
12	C.B. DOVER M. GOLDHABER J.M. RICHARD W.W. BUCK	Phys. Rev. Ann. Phys.	D15 (1977) 1997 121 (1979) 47
13	I.S. SHAPIRO	Phys. Rep.	35C (1978) 129
14	C.B. DOVER J.M. RICHARD	Ann. Phys.	121 (1979) 70
15	S. OKUBO G. SWEIG J. IIZUKA	Phys. Lett. CERN Th. Prog. Th.Phys. Suppl.	5 (1963) 163 412 (1964) 21 (1966) 37.
16	P.G.O. FREUND R. WALTZ J. ROSNER	Nucl. Phys.	B13 (1969) 237
17	C. ROSENZWEIG	A.I.P. Conf. Proc. n° 43 p 117.	
18	G.C. ROSSI G. VENEZIANO	Nucl. Phys. Phys. Rep.	B123 (1977) 507 63 (1980) 153.
19	T. FIELDS	Phys. Rev. Lett.	36 (1976) 489.
20	G.F. CHEW	Nucl. Phys. Phys. Lett.	B151 (1979) 237 82B (1979) 439

21	-	B. NICOLESCU	LBL preprint LBL 6701 Baryonium et autres exotiques IPNC/Th 78-43 (IPN - Orsay).		
22	-	A. CHODOS R.L. JAFFE K. JOHNSON C.B. THORN V.F. WEISSKOPF T. DE GRAND J. KISKIS	Phys. Rev.	D9 (1974) 3471 D10 (1974) 2599 D12 (1975) 2060	
23	-	R.L. JAFFE K. JOHNSON	Phys. Rev.	D15 (1977) 267, 281 D17 (1978) 1444.	
24	-	K. JOHNSON C.B. THORN	Phys. Rev.	D13 (1976) 1934	
25	-	J.M. CHAN H. HÖGAASEN	Phys. Lett. Nucl. Phys.	72B (1977) 121, 400 B136 (1978) 401.	
26	-	C. BACCI et al. B. ESPOSITO et al C. BARBIELLINI et al	Phys. Lett. Phys. Lett. Phys. Lett.	68B (1977) 393 68B (1977) 389 68B (1977) 397.	
27	-	R.J. ABRAMS et al	Phys. Rev. Lett. Phys. Rev.	18 (1967) 1209 D1 (1970) 1917	
28	-	V. CHALOUPKA et al.	Phys. Rev.	61B (1976) 487.	
29	-	E. EISENHANDLER et al.	Nucl. Phys.	B113 (1976) 1	
30	-	Ch. D'ANDLAU et al.	Phys. Lett.	52B (1975) 223.	
31	-	M. ALSTON-GARNJOST et al.	Phys. Rev. Lett.	35 (1975) 1685.	
32	-	C.B. DOVER S.H. KAHANA	Phys. Lett.	62B (1976) 293.	
33	-	A.A. CARTER	13ème Rencontre de Moriond 1978.		
34	-	DE MARZO et al.	Communication Privée.		
35	-	R. LANOU	Workshop on baryonium and other Unusual hadrons states Orsay 1979.		
36	-	A. BENVENUTTI et al.	Phys. Rev. Lett.	27 (1971) 283.	
37	-	Ch. DEFOIX et al.	Proc. 3nd Europ. Symp. on $N\bar{N}$ inter. Stockholm 1976 p. 175, 169.		
38	-	Ch. DEFOIX et al. P. ESPIGAT et al.	Nucl. Phys.	B162 (1980) 12, 41.	
39	-	A. APOSTOLAKIS et al.	Phys. Lett	66B (1977) 185.	
40	-	COTTERON et al.	Lund Conf. 1969.		

41 - P. PAVLOPOULOS et al. Phys. Lett. 72B (1978) 415

42 - T.E. KALOGEROPOULOS et al. Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 824

G.S. TZANAKOS 34 (1975) 1047
Proc. 3nd Europ. Symp. on NN inter. Stockholm 1976.

43 - H. BRAUN et al. Phys. Lett. 60B (1976) 481.

44 - T.A. ARMSTRONG et al. Phys. Lett. 77B (1978) 447.

45 - D. FRAME et al. Int. Conf. On H.E.P. Madison 1980 (515).

46 - P.V. CHLIAPNIKOV Z. Phys. C3 (1980) 285.

47 - W.E. CLELAND Phys. Lett. 89B (1980) 290.

48 - H. BAUBILLIER et al. Nucl. Phys. B183 (1981) 1.

49 - C. DAUM et al. Phys. Lett. 90B (1980) 475.

50 - D. ASTON et al Phys. Lett. 93B (1980) 517.

51 - B.G. GIBBARD Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 1593.

52 - T.J. KILLIAN et al. Phys. Rev. D21 (1980) 3005.

53 - J.BODENKAMP et al. Phys. Lett. 103B (1981) 148.

54 - G. COSME et al. Nucl. Phys. B152 (1979) 215.

55 - B. ESPOSITO et al. Lett. Nuov. Cim. 30 (1981) 65.

56 - E.S. BIRGER
B.P. KERBIKOV
I.S. SHAPIRO
Sov.J.Nucl.Phys. 17 (1973) 92, 688.

57 - R.J. HEMINGWARY
C. BEMPORAD
SLAC Topical. Conf. on pp 1977
Int. Symp. on Lepton and Photon inter. at H.E. Hambourg 1977.

58 - S.D. PROTOPOPESCU et al. A.I.P. Conf. Proc. n° 43 p. 389.

59 - M. SPINETTI
B. DELCOURT
Proc. Int. Symp. on Lepton and Photon inter. at H.E. Batavia 1979 p. 506.

60 - L. GRAY
P. HAGERTY
T.E. KALOGEROPOULOS
Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 1491.

61 - D. CLINE et al. Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 71
R. BIZZARI et al Phys. Rev. D6 (1972) 160.

62 - J.K. YOH Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 506.

63 - C. EVANGELISTA Nucl. Phys. B153 (1979) 253.

64 - D. CLINE et al. Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 1268.

65 - S. SAKAMOTO Nucl. Phys. B158 (1979) 410.

66 - R.P. HAMILTON Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1179, 1182.

67 - W. BRÜCKNER et al. Phys. Lett. 67B (1977) 222.

68 - M. LALOUM CERN 74-18 p. 17.

69	- Ch. DEFOIX B. FRENCH	Proc. of Palermo 1975.	
70	- C. CASO et al.	Lett. Nuov. Cim.	3 (1970) 707.
71	- A. SUBRAMANIAN	Proc. Of 3nd Europ. Conf. on $N\bar{N}$ inter. Stockholm 1976 p. 51.	
72	- A.E. KREYMER et al.	Phys. Rev.	D22 (1980) 36.
73	- M. ROZANSKA	Nucl. Phys.	B162 (1980) 505.
74	- I.V. AJINENKO et al.	Phys. Lett.	95B (1980) 451.
75	- M. COUPLAND et al.	Phys. Lett.	71B (1978) 460.
76	- J. COTTS	Phys. Rev.	D17 (1978) 16.
77	- B. FRENCH et al.	Proc. 4th Conf. on HEP Vienne 1968. Lund Conf. 1969 p. 261.	
78	- J. ALSPECTOR et al.	Phys. Rev. Lett.	30 (1973) 511.
79	- R. BAND et al.	Phys. Lett.	30B (1969) 129.
80	- A. ROGERS	5th Int. Conf. on exp. meson Spectrosc. 1977.	
81	- M. SABAU J.L. URETZKY	Lett. Nuov. Cim.	1 (1971) 514.
82	- G. EILAM et al.	Phys. Lett.	80B (1979) 306.
83	- C. EVANGELISTA et al.	Phys. Lett.	72B (1977) 139.

Chapitre II

CHAPITRE II

L'EXPERIENCE WA 56.

2.1. BUTS DE L'EXPERIENCE.

2.2. CONTRAINTES PHYSIQUES.

2.3. L'APPAREILLAGE.

- 2.3.1. Le faisceau.
- 2.3.2. Le spectromètre E.A.
- 2.3.3. Les compteurs Cerenkov $C_2^{faisceau}$ et Cédar.
- 2.3.4. L'entrée dans l'aimant.
- 2.3.5. La cible.
- 2.3.6. Détection et identification des particules sortantes.
  - 2.3.6.1. L'aimant.
  - 2.3.6.2. Le compteur B.C.
  - 2.3.6.3. Traitement des particules rapides.
    - 2.3.6.3.1. Détection.
    - 2.3.6.3.2. Identification.
    - 2.3.6.3.3. Evaluation de l'impulsion.
  - 2.3.6.4. Traitement des particules lentes.
  - 2.3.6.5. Le veto π°.

2.4. SELECTION EN LIGNE DES EVENEMENTS.

- 2.4.1. 1er niveau.
- 2.4.2. 2ème niveau.
- 2.4.3. 3ème niveau.
- 2.4.4. 4ème niveau.
  - 2.4.4.1. Conditions sur les multiplicités.
  - 2.4.4.2. Matrice proton rapide.

2.5. BILAN.

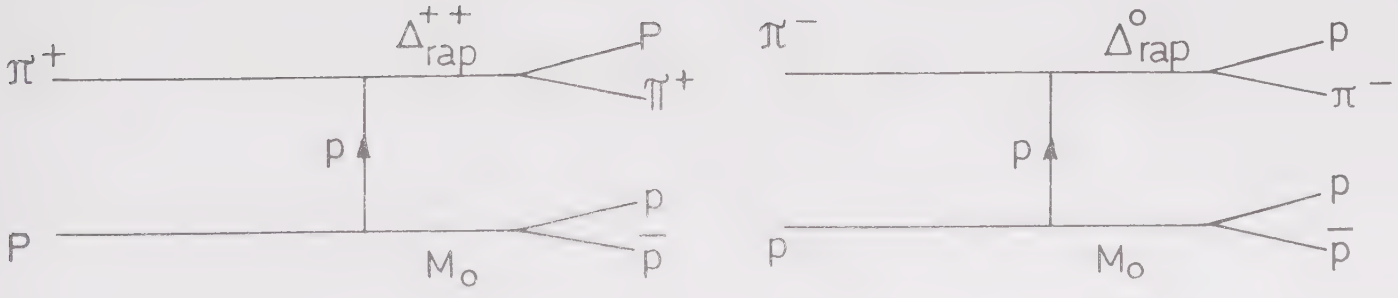
2. L'EXPERIENCE WA 56.

L'expérience WA 56 menée au C.E.R.N. en 1979-1980 sur le spectromètre Ω a permis d'étudier les interactions πp (faisceau de π incidents sur une cible d'hydrogène liquide).

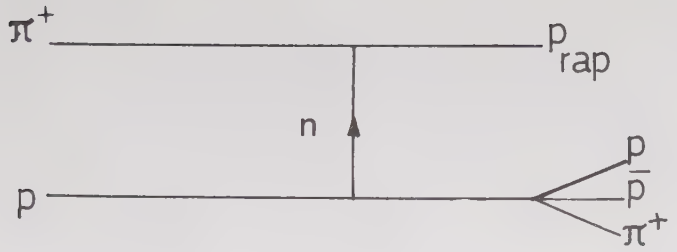
Nous l'avons vu au chapitre précédent, la motivation première de cette expérience était (comme celle d'autres travaux entrepris simultanément[1]) de confirmer des résonances précédemment découvertes à 2020 et 2200 MeV/c^2 [3]. Mais ce n'était pas là son unique objectif.

2.1. BUTS DE L'EXPERIENCE.

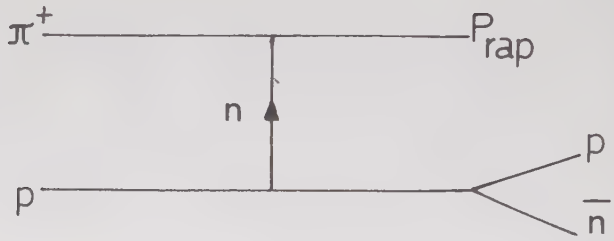
En dehors de la recherche d'états à 2020 et 2200 MeV/c^2, l'expérience WA 56 avait pour but d'explorer un large spectre en masse ($p\bar{p}$) pour découvrir éventuellement d'autres états neutres M° (le spectre effectivement exploré s'étend jusqu'à plus de 3 GeV/c^2).



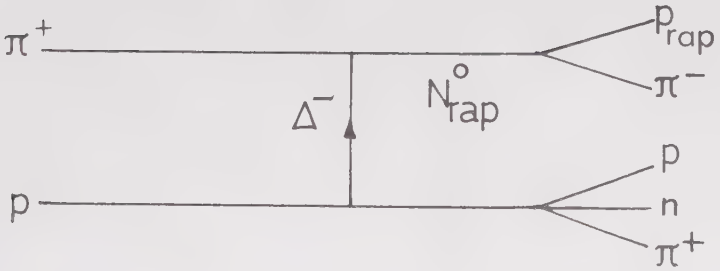
Un autre objectif important était la recherche d'états chargés M^+ ($p\bar{p}\pi^+$ ou $p\bar{n}$) et doublement chargés M^{++} ($pn\pi^+$ ou $p\bar{p}\pi^+\pi^+$) dans les interactions $\pi^+ p$:



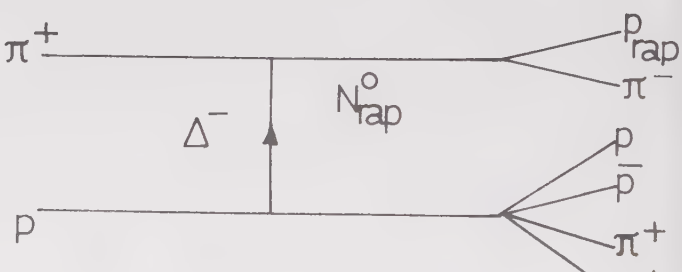
M^+_{lent}



M^+_{lent}



M^{++}_{lent}



M^{++}_{lent}

Un méson doublement chargé ne peut, compte tenu des charges des quarks et antiquarks, avoir une structure $q\bar{q}$; il est nécessairement exotique. La mise en évidence de tels états serait capitale (voir chapitre 1).

L'expérience WA 56 s'est déroulée en 3 étapes :

Phase I : Etude de la production de M° et M^{+} dans les interactions $\pi^{+}p$ à 20 GeV/c avec un appareillage incomplet mais un flux de $5\ 10^{6}$ particules en 1,5 s, jamais atteint jusque là.

Phase II : Etude de la production de M°, M^{+} et M^{++} dans les interactions $\pi^{+}p$ à 20 GeV/c (avec un appareillage complet).

Phase III : Etude de la production de M° dans les interactions $\pi^{-}p$ à 12 GeV/c. Devant les résultats décevants d'expériences analogues et d'une analyse préliminaire de la phase I, il fut décidé de reproduire l'expérience[2] qui avait trouvé les états 2020 et 2200 MeV/c^{2}.

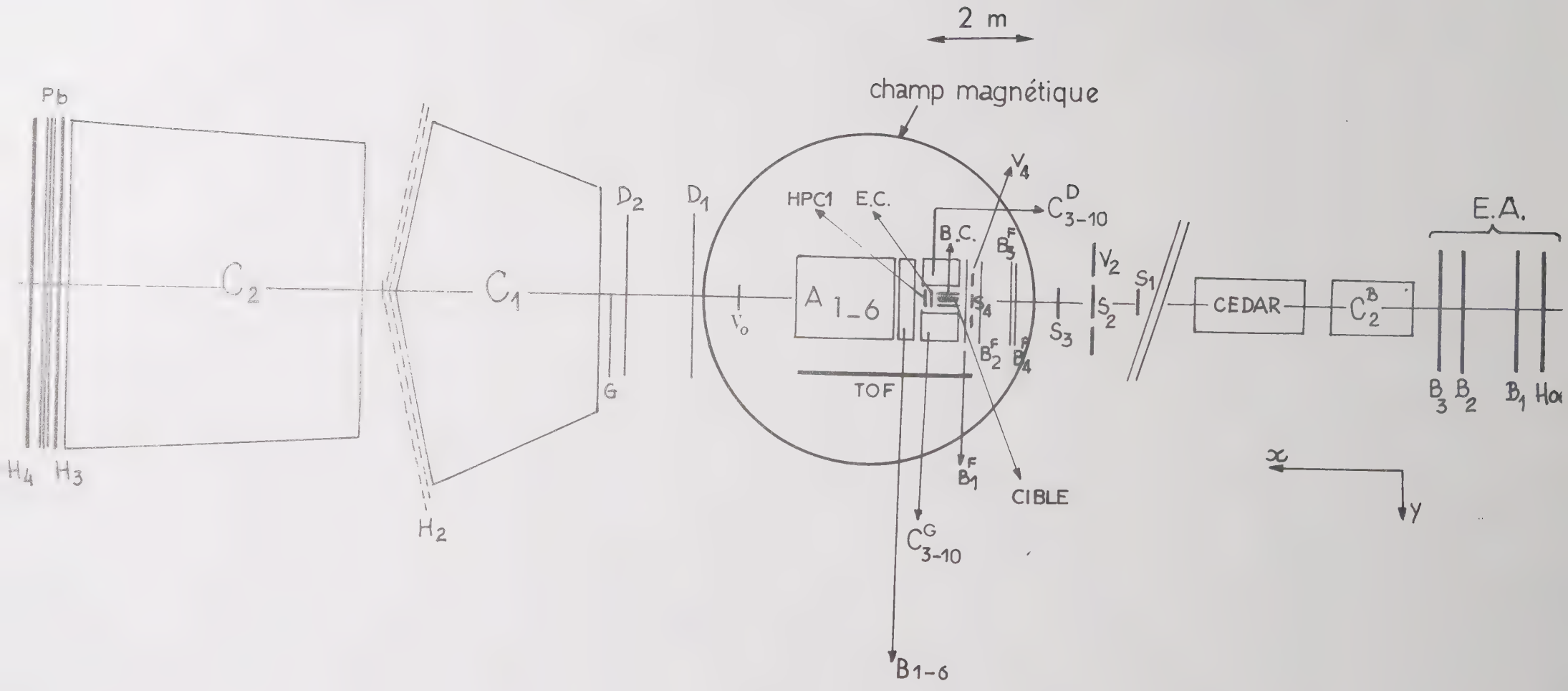
Notre propos ne portera par la suite que sur la phase II qui de par le nombre d'événements enregistrés est la plus importante (8,5 M contre 1,5 M pour chacune des 2 autres).

2.2. CONTRAINTES PHYSIQUES.

D'après la configuration des réactions dans lesquelles ont été découvertes les résonances à 2020 et 2200 MeV/c^{2} [3] et conformément à la théorie (ch. 1) les états $(p\bar{p})$ attendus seront émis vers l'arrière dans le système du centre de masse et seront associés à un Δ^{++} vers l'avant.

Dans le référentiel du laboratoire, le baryon Δ sera donc émis vers l'avant avec une grande impulsion ; ses produits de désintégration (p, π^{+}) seront émis dans un angle solide restreint, le proton emportant une impulsion plus importante que le π . Le méson $M(p\bar{p})$ sera émis avec une faible impulsion ; ses produits de désintégration, peu énergiques, seront émis dans un angle solide qui pourra être relativement important.

WA56 (ϕ II)


2 m
champ magnétique
Pb
C_2
C_1
H_4
H_3
H_2
D_2
D_1
G
V_0
HPC1
E.C.
A 1-6
B.C.
V_4
C^D_{3-10}
B^F_3
V_2
S_1
S_4
S_2
S_3
B^F_2
B^F_4
TOF
B^F_1
CIBLE
C^G_{3-10}
B_{1-6}
CEDAR
C^B_2
E.A.
B_3 B_2 B_1 Ha
x
y

Les particules à mettre en évidence pourront être soit (très) lentes et dispersées, soit (très) rapides et dans un angle solide limité. Un système de détection propre à chacune de ces 2 échelles d'impulsion est indispensable.

La section efficace de ces réactions est inférieure d'au moins deux ordres de grandeur à celle de réactions avec émission de π^+ ou K^+ vers l'avant (échange mésonique). Parmi les particules rapides, le proton doit donc être identifié sans ambiguïté, d'autant plus qu'il est présent dans toutes les réactions qui nous intéressent (M°, M^+, M^{++}). Il constitue un critère de sélection de première importance (de sélection en ligne à condition qu'il soit rapidement identifié).

L'expérience où furent trouvées les résonances 2020 et 2200 MeV/c^2 ayant été menée sur le spectromètre Ω et compte-tenu des transformations opérées sur ce dispositif (devenu alors Omega prime), le spectromètre Ω' satisfaisait aux conditions requises.

2.3. L'APPAREILLAGE.

Un schéma global du dispositif expérimental (WA 56 phase II) est donné par la figure 1.

2.3.1. Le faisceau.

La phase II de l'expérience WA 56 utilisait un faisceau de π^+ d'impulsion 20 GeV/c. Le choix des π^+ fut motivé par le grand nombre de réactions accessibles (et notamment la possibilité de produire des mésons exotiques). L'impulsion fut fixée à 20 GeV/c d'une part pour disposer d'un espace de phase étendu et obtenir une meilleure séparation avec le bruit de fond diffractif $\pi^+ p \rightarrow (p\bar{p}\pi^+)_{avant}\ p_{arr.}$ et d'autre part pour obtenir un fonctionnement optimum des compteurs Cerenkov C_1 et C_2 (que nous décrirons plus loin).

Le faisceau est obtenu par collision de protons de 200 GeV/c sur une cible de béryllium ; il est composé de π^+ (90%), de protons (9%) et d'éléments plus rares : K^+, μ^+, e^+, d...

La focalisation est assurée par un ensemble de dipôles et quadrupôles qui ne sont pas représentés sur la figure 1 (dispersion $\Delta p = 0{,}180$ GeV/c, $\Delta\lambda \sim 0$, $\Delta\phi = 2\ 10^{-3}$ rd).
Les particules sont déversées par bouffées de $5\ 10^6$ en 1,5 s avec un taux de répétition de 8 s. Sur ces intervalles on dispose en moyenne d'une particule toutes les 0,5 μs ; ce qui fixe une échelle de temps pour la sélection en ligne des événements attendus).

2.3.2. Le spectromètre E.A. (Experimental Area).

Le spectromètre E.A. est composé d'aimants déflecteurs (non représentés sur la figure 1), de 3 chambres proportionnelles B_1^{EA}, B_2^{EA}, B_3^{EA} et d'un hodoscope constitué de barreaux de 2mm de large.

Ce dispositif permet de déterminer l'impulsion du faisceau incident avec une erreur inférieure à 0,15%.

2.3.3. Les compteurs Cerenkovs $C_2^{faisceau}$ et Cédar.

Avec le faisceau dont on dispose on peut s'attendre à ce que les réactions $\pi^+ p$ avec proton rapide sortant (dont la section efficace est relativement faible) soient noyées dans les réactions diffractives pp dues aux 9% de protons parasites.

Les 2 compteurs Cerenkov $C_2^{faisceau}$ et Cédar ont été placés en amont de la cible dans le but de sélectionner des π^+ incidents.
$C_2^{faisceau}$ est un compteur à seuil réglé pour ne répondre que pour des particules de masse proche ou inférieure à celle du π .
Cédar est un compteur Cerenkov D.I.S.C. (Directional Isochromous and Self-Collimating) qui a pour caractéristique de ne répondre que dans une plage de masse bien délimitée (plage évidemment centrée sur la masse du π dans notre cas). La discrimination des π^+ incidents est, par ce dispositif, supérieure à 99%.

2.3.4. L'entrée dans l'aimant.

Après le Cédar, le faisceau est localisé et contraint par une série de compteurs à scintillation (S_1 à S_4 et 2 vétos V_1 et V_2). Le dernier dipôle (non représenté sur la figure 1), placé entre S_1 et S_2, sert à orienter les particules sur la cible.

Des chambres proportionnelles B_1 à B_4 (2 plans de fils espacés de 1mm suivant les axes Y et Z) ont pour but de déterminer avec précision la position (à 0,5 mm près) et l'angle d'incidence (à 0,5 mrd près) du faisceau sur la cible.

2.3.5. La cible.

La cible est un cylindre de 60 cm de long et de 4,8 cm de diamètre (intérieur) rempli d'hydrogène liquide. L'élimination des réactions parasites (parois) est assurée d'une part par une calibration préalable sans hydrogène dans la cible et d'autre part par réjection des réactions hors hydrogène après la reconstruction des événements (localisation du vertex).

2.3.6. Détection et identification des particules sortantes.

L'impulsion des particules sortant de la cible est calculée à partir de leur trajectoire dans un champ magnétique de 1,8 T (trajectoire reconstituée à l'aide des traces laissées dans les différents éléments du dispositif de détection).

Le champ magnétique étant dirigé suivant l'axe OZ (perpendiculaire au plan de la figure 1) les particules sont émises dans un plan proche de celui de la figure 1 (XY). Ceci justifie la position des différents détecteurs.

2.3.6.1. L'aimant.

Une culasse de 1400 tonnes abrite 2 bobines supraconductrices qui créent un champ magnétique pouvant atteindre 1,8 T pour un courant électrique de 4800 A (c'est cette valeur qui fut choisie pour l'expérience).

Le volume utile est de 14 m^3, l'entrefer de 1,5 m. Le champ, assez uniforme, est facilement paramétrisable.
La zône d'efficacité du champ est représentée par un cercle sur la figure 1.

2.3.6.2. Le compteur B.C. (Barrel Counter).

La cible est entourée d'un compteur cylindrique accolé à elle. Celui-ci est constitué de 24 barreaux scintillateurs (620 x 10 x 4 mm) juxtaposés les uns aux autres dans le sens de la longueur (voir figure 2).
Complété par un autre scintillateur E.C. (End Cap) circulaire, de 4 cm de rayon, le compteur B.C. permet de détecter toutes les particules sortantes. Il a essentiellement servi à déterminer la multiplicité (nombre de particules émises) des réactions (le compteur E.C. étant utilisé par les réactions de diffusion élastique).

2.3.6.3. Traitement des particules rapides.

2.3.6.3.1. Détection.

Les particules rapides ne sont que peu déviées par le champ magnétique. Il faut donc pour les détecter disposer de chambres vers l'avant dans l'axe du faisceau.
On a donc successivement :

- La chambre HPC 1 (à 37 cm du centre de la cible (X=0), chambre proportionnelle de grande précision : 2 plans de 160 fils espacés de 0,5 mm ; un plan de fils verticaux (Y) et un plan de fils horizontaux (Z) ; ce dernier plan est utilisé dans la détermination des multiplicités (sélection en ligne).
- Les chambres B_1 à B_6 (espacées de 6 cm à partir de X=42 cm), 6 chambres proportionnelles composées de 2 plans de fils espacés de 2 mm : un plan

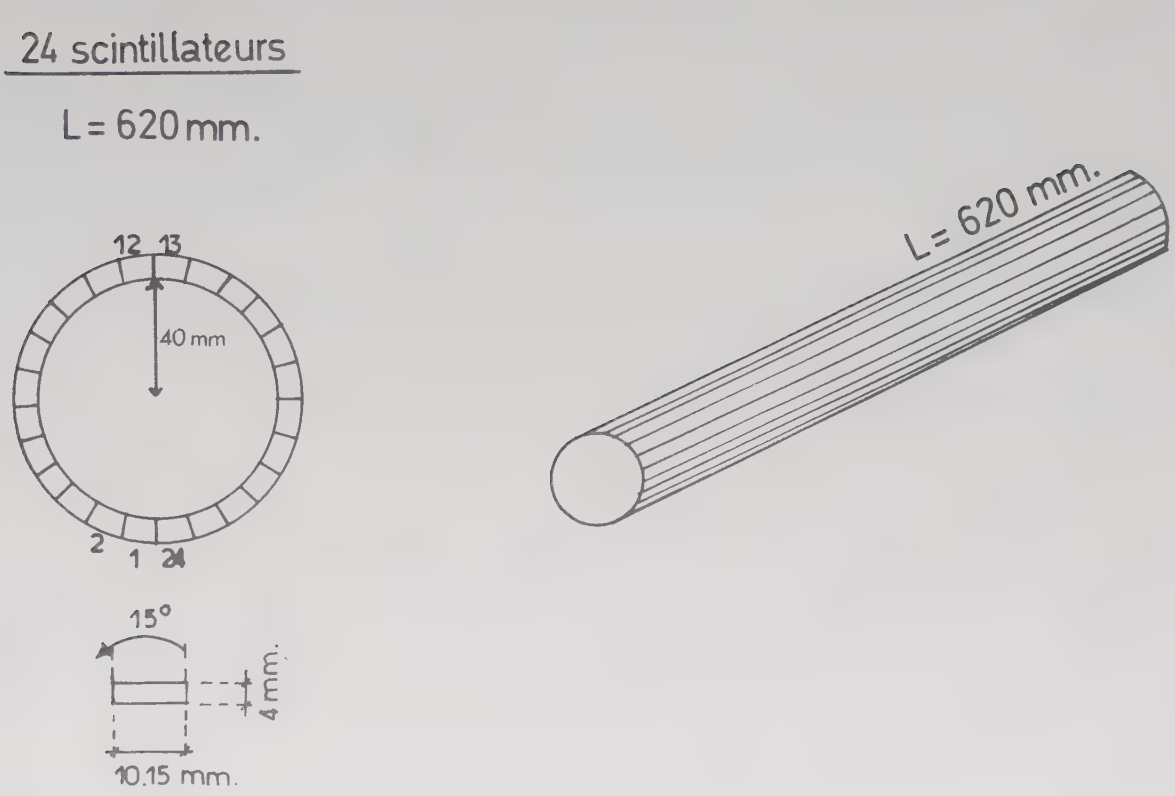


FIGURE 2

de fils verticaux (mesure de la position en Y) et l'autre de fils faisant un angle de + 10,14° ou - 10,14° avec la verticale, une chambre sur deux.

- Les chambres A_1 à A_6 (entre X=90 cm) et X=260 cm) 6 chambres proportionnelles composées de 3 plans de 768 fils espacés de 2 mm : un plan de fils verticaux (Y) et les autres de fils à + 10,14° et - 10,14° de la verticale. La première chambre A_1 comporte également un plan de fils horizontaux (Z) utilisé pour les multiplicités (ainsi que le plan A_6 (Y)).

- Les chambres D_1 (X=460 cm) et D_2 (X=580 cm), 2 chambres à dérive formées de 4 plans de 64 fils de 5 cm : 2 plans de fils verticaux (Y) et deux plans de fils à 10,14° et - 10,14° de la verticale.

- La chambre proprotionnelle G (X=610 cm) placée à gauche du faisceau, composée de 512 fils verticaux espacés de 4 mm. Cette chambre est utilisée pour la sélection en ligne.

2.3.6.3.2. *Identification (matrice Cerenkov).*

Un processus d'identification rapide (utilisé lors de la sélection en ligne) est basé sur 4 éléments : 2 compteurs Cerenkov à pression atmosphérique C_1 et C_2 et 2 hodoscopes H_2 et H_3.

Le Cerenkov C_1 est rempli de Fréon 14 ; c'est un Cerenkov à seuil dont les caractéristiques sont les suivantes :

$n - 1 = 1{,}23\ 10^{-3}$

seuils : $p(\pi) = 2{,}79$ GeV/c

$p(K) = 9{,}87$ GeV/c

$p(p) = 18$ GeV/c

Il permet donc de rejeter tous les π et K rapides.

Le Cerenkov C_2, rempli de CO_2 est également un Cerenkov à seuil :

$n - 1 = 0{,}41\ 10^{-3}$

Seuils : $p(\pi) = 4{,}87$ GeV/c

$p(K) = 17{,}24$ GeV/c

$p(p) > 20$ GeV/c

Il ne rejettera donc que les π rapides ou les K très rapides.

La présence de 2 Cerenkovs est nécessaire pour éliminer le plus grand nombre possible de π rapides qui sont environ 100 fois plus nombreux que les protons rapides pour les interactions étudiées.

L'hodoscope H_2 couvrant l'arrière du Cerenkov C_1 est composé de 37 scintillateurs plans de 2,2 m de haut et 27 cm de large se recouvrant partiellement les uns les autres de 9 cm. Il s'étale sur 2 x 3,29 m.

L'hodoscope H_3, à l'arrière du Cerenkov C_2, est formé de 60 scintillateurs plans de 2 m de haut et 20 cm de large

juxtaposés sans recouvrement.
Le principe de la matrice Cerenkov est le suivant :

A partir des signaux créés par une particule dans H_2 et H_3 on détermine la cellule du Cerenkov C_2 où est passée la particule. On exige alors que cette cellule n'ait pas répondu (signature d'un proton rapide).

Dans le cas où 2 particules rapides traversent le sytème, il est alors possible de les distinguer (cellules C_2 différentes) et donc de ne pas rejeter les événements avec Δ^{++} rapide ($\Delta^{++}_{rap.} \rightarrow p_{rap.}\pi^{+}$).

2.3.6.3.3. Evaluation rapide de l'impulsion[4].

En vue de la sélection en ligne des événements (matrice proton rapide) l'impulsion de la particule la plus proche de l'axe du faisceau (proton rapide dans plus de 95% des cas) est calculée à partir des points d'impact de 3 chambres étalées sur plus de 6 m, en utilisant la formule approximative :

$$\frac{1}{p} = \alpha_1 Y_1 + \alpha_2 Y_2 + \alpha_3 Y_3 + \alpha_4$$

Les coefficients α_i ont été déterminés par simulation Monte-Carlo et optimisés au cours de l'expérience.
Les 3 chambres utilisées étaient :

(1) la dernière chambre faisceau B_1 ; cette chambre relativement proche du vertex a été choisie de préférence à une des premières chambres situées après la cible pour des raisons de multiplicité : on ne peut prétendre en un point si proche du vertex que la particule rapide correspond à un impact plutôt qu'à un autre.

(2) La partie gauche de la chambre A_6 (plan Y)

(3) la chambre G.

On peut voir sur la figure 3 l'impulsion réelle de protons rapides en fonction de leur impulsion paramétrisée.

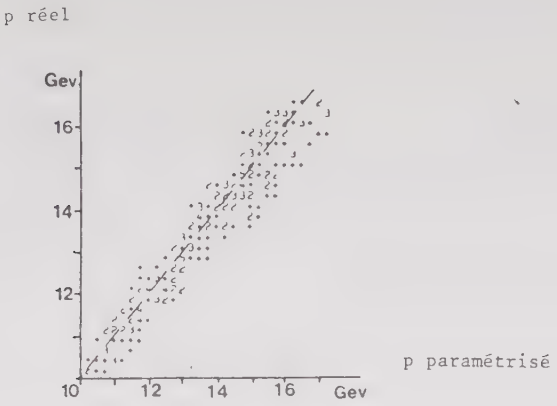


FIGURE 3

2.3.6.4. Traitement des particules lentes.

En général, les particules lentes traversent d'abord le compteur BC, puis suivant leur (relative) rapidité, elles peuvent atteindre les chambres HPC1, B, voire même A. Pour les plus lentes d'entre elles, existe un système de détection particulier :

Les chambres C (deux groupes identiques, à droite et à gauche de la cible de 5 chambres proportionnelles formées de 2 plans de 256 fils espacés de 2 mm : un plan de fils horizontaux (Y) et un plan de fils à 10,14° et à - 10,14° une fois sur 2).

A partir de ces éléments, il est possible de déterminer, par un processus analogue à celui des particules rapides, l'impulsion des particules lentes. Le nombre de détecteurs étant faible et ceux-ci étant disposés sur un intervalle restreint, la valeur calculée est moins précise.

Un grand plan de 17 scintillateurs de 250 cm de long et 106 cm de hauteur placé parallèlement au plan OXZ en Y : 135 cm.

Un dispositif de mesure du temps de vol entre le scintillateur S_3 et le plan défini ci-dessus a été développé dans le but d'identifier les particules : à partir du temps de vol et connaissant la trajectoire et l'impulsion de la particule on peut mesurer la masse.

2.3.6.5. Le Véto π°.

Des mésons π° peuvent être émis dans les réactions produites. Du fait de leur neutralité il est impossible de les mettre en évidence avec l'appareillage décrit ci-dessus et donc de rejeter les événements dans lesquels ils interviennent ; ces événements pouvant alors être identifiés à une des réactions recherchées.
Dans le but de détecter ces π°, a été conçu le véto π°.

On se base sur le fait que les π° se désintègrent très rapidement à 2 γ et que ces γ peuvent interagir avec la matière pour donner des particules alors détectables.

On a donc placé une plaque de plomb entre 2 hodoscopes H_3 et H_4 (l'hodoscope H_4 est formé de 30 scintillateurs plans de 2 m de haut et 40 cm de large juxtaposés sans recouvrement).

Si l'on détecte un signal dans H_4 sans avoir un signal simultané dans H_3 on considère que l'on a affaire à un π° et l'on rejette l'événement.
Le véto π° fait partie de la sélection en ligne.

2.4. SELECTION EN LIGNE DES EVENEMENTS (TRIGGER ON-LINE).

Avant d'être enregistré, un événement doit satisfaire à un ensemble de conditions, ce qui exige un temps de réponse relativement long pendant lequel la détection est interrompue.

On a donc réalisé une sélection en plusieurs étapes (nécessitant des intervalles de temps croissants) de telle sorte que dès qu'une condition n'est pas satisfaite, on rejette l'événement et l'on réactive la détection.

Il existe ainsi 4 niveaux de rejet :

2.4.1. 1er niveau $AT_1 = S_1\ S_2\ S_3\ S_4\ S_2^P\ \bar{V}_2\ \bar{V}_4\ C_2^B\ \bar{V}_0$

On exige ainsi (voir Fig. 1) qu'un π^+ incident (signé par S_1, S_2, S_3, S_4) appartenant au faisceau ($\bar{V}_2.\bar{V}_4$) interagisse dans la cible (V_o élimine les particules n'ayant pas interagi).

La condition S_2^P basée sur la réponse du compteur S_2 rejette l'événement si une nouvelle particule incidente arrive moins de 20 ns après le premier déclanchement. (Ce processus évite ainsi d'enregistrer des réactions (quasi) simultanées).

Le temps de réponse de la condition AT 1 est d'environ 90 ns.

2.4.2. 2ème niveau ILT = $AT_1\ H_2^F\ \overline{C_1^F}$ (BC $\geqslant$ 1).

Le trigger intermédiaire ILT exige la signature d'une particule rapide, autre qu'un π dans des zônes du Cerenkov C_1 et de l'hodoscope H_2 déterminées par Monte-Carlo pour les réactions recherchées. Il faut également que le compteur BC ait été touché par au moins 1 particule. Le temps de réponse est d'environ 150 ns.

2.4.3. 3ème niveau SFT = ILT CEDAR $\overline{\pi^\circ}$ MAT C.

Le trigger SFT (Semi-final Trigger) complète les triggers précédents par des conditions ayant nécessité un plus long temps de réponse ($\sim$ 500 ns) :

- le Cerenkov CEDAR contribue à l'identification du π^+ incident.
- La matrice Cerenkov (MAT C) précédemment définie parmet d'identifier la particule rapide vers l'avant.
- Le véto π° également décrit précédemment permet de rejeter les réactions avec émission de π° .

2.4.4. 4ème niveau UFT = SFT $\left(\sum_{i=1}^{5} (p_{rap})_i \ (\text{multiplicité})_i \right)$ $(G \geq 1)$.

Ce trigger final UFT (User final Trigger) regroupe les conditions de la matrice proton rapide $(\text{Prap.})_i$ et du bloc $(\text{multiplicité})_i$ pour l'ensemble des 5 hypothèses (i = 1 à 5) de réactions retenues. On exige également que la chambre G ait donné au moins un signal. Le temps de réponse est d'environ 650 ns.

2.4.4.1. Conditions sur les multiplicités.

Pour chaque hypothèse i on définit une multiplicité qui correspond au nombre de particules qui doivent toucher tel ou tel détecteur. (On prend une certaine marge de sécurité pour ne pas rejeter à priori les événements où se serait produit une inefficacité ou un parasite).
Le détail des multiplicités est donné dans le tableau I.

i	REACTION	PLAGE en imp. p_{rap} (GeV/c)	MULTIPLICITE			
			BC + zHPC1	z A1	Y A_6	z HPC1
1	$\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++}_{rap.} (p\bar{p})$	10 - 17	3-5	2-4	2-3	$\geq$ 1
2	$\pi^+ p \rightarrow \Delta^{\circ}_{rap.} (p\pi^+\bar{n})$	10 - 17 $\left.\right\} p_p + p_{\pi^+} \geq 15$	3-5	2-4	2-3	$\geq$ 1
3	$\pi^+ p \rightarrow \Delta^{\circ}_{rap.} (p\bar{p}\pi^+\pi^+)$	10 - 17	5-7	3-5	2-3	$\geq$ 1
4	$\pi^+ p \rightarrow p_{rap.} (p\bar{p}\pi^+)$	13 - 20	3-7	2-5	1-3	$\geq$ 1
5	$\pi^+ p \rightarrow p_{rap.} (p\bar{n})$	17 - 20	1-3	1-2	1-2	$\geq$ 1

TABLEAU I

2.4.4.2. Matrice proton rapide.

La matrice proton rapide regroupe un ensemble de conditions imposées aux impulsions des particules rapides.

Les informations des chambres B $A_{4\,Y}$ droite, $A_{6\,Y}$ et G permettent de calculer l'impulsion de la (des particule(s) rapide(s) qui les traverse(nt).

Les 2 particules les plus rapides sont pratiquement toujours le proton (rapide) et le π émis si toutefois ce dernier existe (réaction 1, 2, 3, 4, voir tableau I).

On exige alors toujours

$$\left| \vec{p}_{\pi^+} \right| + \left| \vec{p}_{p_{rap.}} \right| \leq 20 \text{ GeV/c}$$

D'autres conditions sont imposées en tenant compte de(s) hypothèse(s) retenue(s) et donc des multiplicités ; les valeurs des impulsions ont été optimisées par simulation Monte-Carlo.

Réactions avec Δ^{++} rapide (1) :

Si $p_{\pi^+} < 2$ GeV/c alors $p_{p_{rap.}} \geqslant 13$ GeV/c

Si $p_{\pi^+} \geqslant 2$ GeV/c alors $p_{p_{rap.}} \geqslant 10$ GeV/c

Réactions avec Δ° rapide (2,3) :

$p_{\pi^-} \leqslant 8$ GeV/c

$p_{\pi^-} + p_{p_{rap.}} \geqslant 15$ GeV/c $\quad (\Delta^{\circ}_{rap.} \rightarrow p_{rap.} \pi^-)$

Si $p_{\pi^-} < 2$ GeV/c alors $p_{p_{rap.}} \geqslant 13$ GeV/c

Si $p_{\pi^-} \geqslant 2$ GeV/c alors $P_{p_{rap.}} \geqslant 10$ GeV/c

Réactions avec p rapide seul (4,5) :

$p_{p_{rap.}} \geqslant 13$ GeV/c pour la réaction 4 $(\pi^+ p \rightarrow p_{rap.}(p\bar{p}\pi^+))$

$p_{p_{rap.}} \geqslant 17$ GeV/c pour la réaction 5 $(\pi^+ p \rightarrow p_{rap.}(p\bar{n}))$

L'ensemble des contraintes imposées peut être visualisé sur la figure 3. Lorsqu'un événement a satisfait à toutes les conditions décrites ci-dessus (liées à une électronique rapide) la phase d'accumula-

tion et d'enregistrement des données peut commencer (électronique lente : jusqu'à plusieurs milli-secondes).

2.5. BILAN DE LA PRISE DE DONNEES.

La phase II de prise de données a permis d'enregistrer 8,62 millions d'événements bruts.

Ils ne sont cependant pas tous exploitables (ou exploitables immédiatement). Certains ont été enregistrés après n'avoir satisfait qu'à une partie du trigger (ce qui permet de déterminer l'efficacité des éléments absents).

Il faut enfin signaler que la structure même du trigger a évolué au cours de la phase II.

Une sélection hors ligne était donc nécessaire pour homogénéiser les critères de rejets ou d'acceptation des événements avant d'entreprendre une analyse plus détaillée.

COUPURES DE LA MATRICE PARTICULES RAPIDES

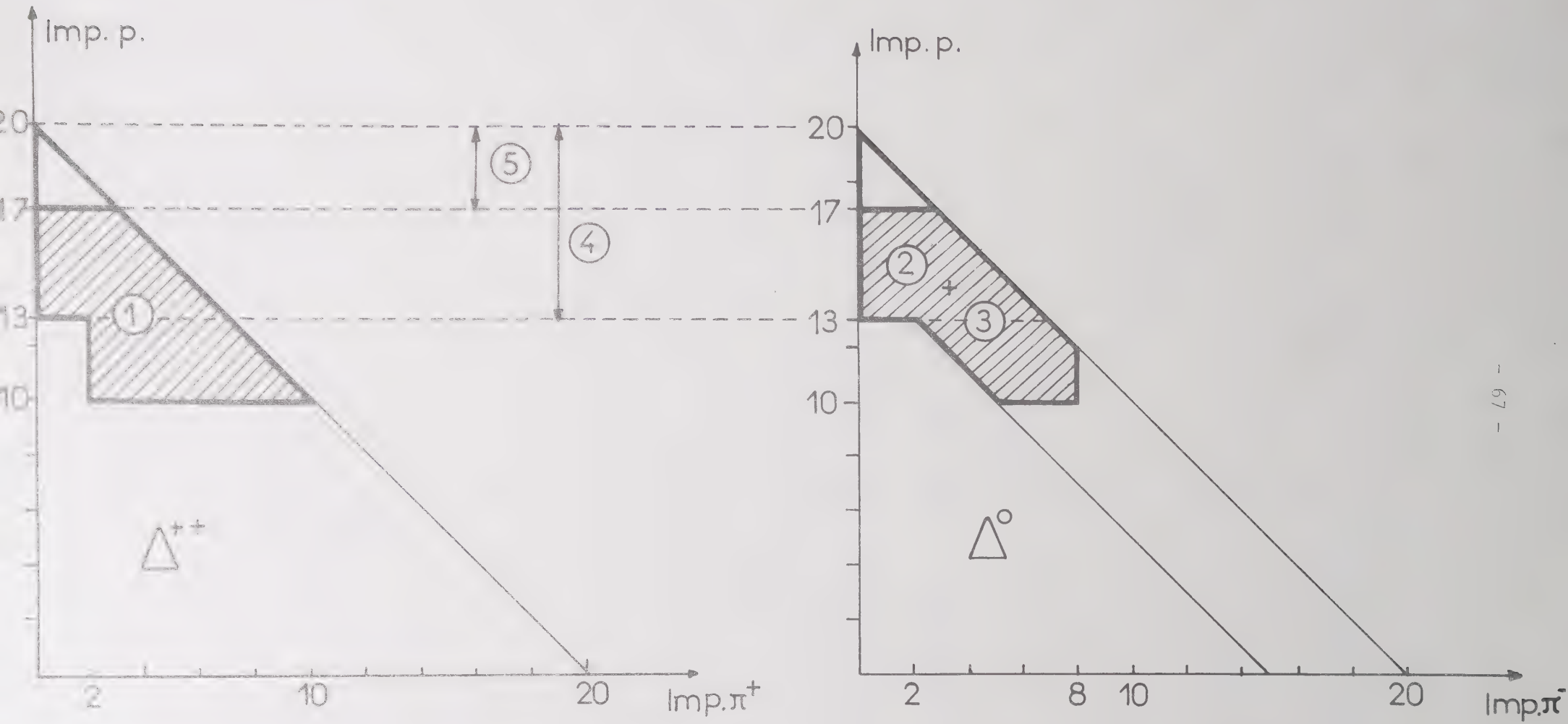


FIG. 3

REFERENCES - CHAPITRE II.

1 - C. DAUM et al NIKHEF - H / 81-08.

S.U. CHUNG et al Phys. rev. Lett. 45 (1980) 1611
46 (1981) 395

R.M. BIONTA et al Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 1990.

2 - A. FERRER et al. CERN/SPSC/78-119.
SPSC/ p.117

3 - P. BENKHEIRI et al Phys. Lett. 68 B (1977) 483.

4 - A. CORRE et al. Nucl. Inst. Meth. 179 (1981) 585.

CHAPITRE III

CHAPITRE III

TRAITEMENT DES DONNEES.

3.1. EPURATION.

3.2. TRIDENT RECONSTRUCTION GEOMETRIQUE.

3.3. VERTEXFIT AJUSTEMENT DE LA POSITION DU VERTEX.

3.3.1. Principe de l'ajustement.

3.3.2. Contraintes et corrections sur la matrice d'erreur.

3.4. KOMEGA RECONSTRUCTION CINEMATIQUE.

3.4.1. Description.

3.4.2. Choix d'une coupure en probabilité.

3.5. CONTRAINTES SUPPLEMENTAIRES.

3.5.1. Etude des réactions avec π^+ et K^+ rapides.

3.5.2. Identification de particules avec le compteur B.C.

3.5.2.1. Domaine d'application.

3.5.3.2. Traitement géométrique.

3.5.3.3. Traitement des signaux.

3.5.3.4. Normalisation des compteurs.

3.5.3.5. Identification des particules.

3.5.3. Autres moyens d'identification.

3.6. BILAN DU TRAITEMENT.

3. TRAITEMENT DES DONNEES.

Le traitement des données est en grande partie constitué de travaux informatiques qui nécessitent souvent de longs développements. Seuls seront abordés en détail les éléments ayant fait l'objet d'une étude plus approfondie de ma part.

3.1. EPURATION.

Le trigger ayant subi des modifications au cours de la prise de données de la phase II, il était nécessaire de procéder à une homogénéisation et de rajouter des contraintes supplémentaires (contraintes qui n'avaient pu être imposées lors de la sélection en ligne pour des raisons de temps).

L'ensemble des enregistrements a donc en premier lieu été soumis à un filtrage comportant 33 niveaux de rejet :

- 5 rejets relatifs à des défauts d'enregistrement (informations manquantes, erronées ou illisibles) : rejet 1,

- 16 rejets reproduisant la sélection en ligne : rejet 2,

- 12 rejets portant sur la nature des particules :

  . au moins 6 des 8 compteurs Cerenkov Cedar doivent avoir répondu (signature d'un π^+ incident) : rejet 3,

  . les chambres H_2 (gauche), G , A_6 (plan y gauche), HPC 1 (plan z) doivent avoir répondu (signature d'une particule rapide) : rejets 4,5,6,7,

  . il ne doit pas y avoir d'impacts dans le centre gauche des Cerenkovs C_1 et C_2 (élimination de π^+ trop rapides pour être issus d'un Δ^{++} rapide) : rejets 8,9,

. La chambre H_2 (droite) ne doit pas être touchée sans que le Cerenkov C_1 (droit) le soit (élimination d'antiprotons rapides : rejet 10,

. Pour les réactions n° 2 et 3 avec Δ^0 rapide, les chambres A_6 (plan y droit) et A_4 (plan y droit) doivent être touchées (signature d'une particule négative rapide : π^-) : rejets 11,12,13,14.

30% des événements "bruts" ont ainsi été éliminés, le principal facteur de rejet étant la condition d'absence d'anti-protons rapides (voir tableau I).

TABLEAU I

Distribution des rejets.

REJET	% (rejets)	% total événements
1	0,01 %	0,00
2	34,86 %	10,02 %
3	1,33 %	0,38 %
4	0	0
5	2,10 %	0,6 %
6	3,12 %	0,9 %
7	0	0
8	0,45 %	0,13 %
9	1,26 %	0,36 %
10	56,85 %	16,34 %
11	0,01 %	0,00 %
12	0	0
13	0	0
14	0	0

L'explication des différents rejets est donnée au § 3.1.

3.2. TRIDENT RECONSTRUCTION GEOMETRIQUE.

La reconstruction géométrique des traces à partir des informations issues des différents détecteurs est assurée par le programme TRIDENT (TRajectory IDENTification), programme conçu pour le système de détection du spectromètre Oméga prime.

On distingue 3 étapes successives :

1 - Reconstruction et paramétrisation des traces (2 types de reconstruction adaptés aux traces rapides et aux traces lentes).
2 - Evaluation de l'impulsion des traces (nécessité d'au moins 3 points dans l'espace).
3 - Détermination du vertex (extrapolation des traces ; détermination du point le plus proche de toutes les traces.

Pour chaque événement on obtient les résultats suivants :

- Un vertex principal (coordonnées, matrice de covariance),
- les caractéristiques des traces issues de ce vertex (nombre, vecteur impulsion au vertex, matrice de covariance),
- éventuellement des vertex secondaires (V° généralement),
- éventuellement des traces secondaires (traces associées à aucun vertex).

La reconstruction cinématique d'une réaction exige une connaissance précise des caractéristiques (p, λ, ϕ) de chaque trace au vertex. Si les traces rapides sont très bien définies (nombreux points d'impact enregistrés), il n'en est pas de même des traces lentes, qui du fait de leur forte courbure, posent des problèmes de détection.

3.3. VERTEXFIT AJUSTEMENT DE LA POSITION DU VERTEX.

Le programme VERTEXFIT a été conçu pour ajuster au mieux les paramètres de chaque trace ; il se base sur le fait, non pris en compte jusque là, que les traces sont issues d'un même point (vertex).

3.3.1. Principe de l'ajustement.

On utilise la méthode des moindres carrés ; les variables sont les caractéristiques (y,z,p,λ,ϕ) des n traces (soit 5n variables) ; les paramètres sont les 3 coordonnées du vertex et (p,λ,ϕ) au vertex pour chaque trace (soit 3n + 3 paramètres). Ce système possède donc 2n-3 degrés de liberté, soit 7 dans le cas qui nous intéresse (5 traces).

Les valeurs de départ sont prises au point de chaque trace le plus près du vertex, valeurs données comme on l'a vu par TRIDENT (en réalité VERTEXFIT recalcule ces points car comme nous le verrons plus loin on est amené à porter des corrections sur les traces).

Le but est de minimiser le χ^2 :

$$\sum_i \sum_{jk} (\sigma_i)^{-1}_{jk} \left[\xi^m_{ij} - \xi_{ij}(\pi_\ell)\right] \left[\xi^m_{ik} - \xi_{ik}(\pi_\ell)\right]$$

σ_i est la matrice de covariance de la $i^{ème}$ trace.

ξ^m sont les variables mesurées.

π_ℓ représente l'ensemble des paramètres.

$\xi(\pi_\ell)$ sont les valeurs des variables calculées à partir des paramètres.

L'idée est de partir de valeurs π_ℓ^0 des paramètres assez proches des vraies valeurs. On peut alors linéariser la dépendance des ξ_{ij} en π_ℓ :

$$\xi_{ij}(\pi_\ell) = \xi_{ij}(\pi_\ell^0) + \sum_\ell \left.\frac{\partial \xi_{ij}}{\partial \pi_\ell}\right|_{\pi_\ell = \pi_\ell^0} (\pi_\ell - \pi_\ell^0)$$

On pose

$$\delta\pi_\ell = \pi_\ell - \pi_\ell^0$$

$$\delta\xi_{ij} = \xi_{ij} - \xi_{ij}(\pi_\ell^0)$$

et alors

$$\chi^2 = \sum_i \sum_{jk} (\sigma_i)^{-1}_{jk} \; \delta\xi_{ij} - \sum_\ell \left.\frac{\partial \xi_{ij}}{\partial \pi_\ell}\right|_{\pi_\ell = \pi_\ell^0} \delta\pi_\ell \quad \delta\xi_{ik} - \sum_m \left.\frac{\partial \xi_{ik}}{\partial \pi}\right|_{\pi_m = \pi_m^0} \delta\pi_m$$

on définit :

$$M_{\ell m} = \sum_{ijk} (\sigma_i)^{-1}_{jk} \left.\frac{\partial \xi_{ij}}{\partial \pi_\ell}\right|_{\pi_\ell = \pi_\ell^0} \left.\frac{\partial \xi_{ik}}{\partial \pi_m}\right|_{\pi_m = \pi_m^0}$$

$$V_\ell = \sum_{ijk} (\sigma_i)^{-1}_{jk} \left.\frac{\partial \xi_{ij}}{\partial \pi_\ell}\right|_{\pi_\ell = \pi_\ell^0} \xi_{ik}$$

$M_{\ell m} = 0$ si ℓ et m correspondent à des paramètres de traces différentes.
La sommation sur i n'est effective que lorsque ℓ et m correspondent à des coordonnées du vertex.

La minimisation du χ^2 s'écrit alors :

$$\forall\ \ell\ \ \frac{\partial \chi^2}{\partial \pi_\ell} = 0 \Rightarrow \sum_i \sum_{jk} (\sigma_i)^{-1}_{jk} \left(- \left. \frac{\partial \xi_{ij}}{\partial \pi_\ell} \right|_{\pi_\ell = \pi_\ell^0} \right) \left(\delta\xi_{ik} - \sum_m \left. \frac{\partial \xi_{ik}}{\partial \pi_m} \right|_{\pi_m = \pi_m^0} \delta\pi_m \right) = 0$$

soit

$$- V_\ell + \sum_m M_{\ell m}\ \delta\pi_m = 0$$

sous forme matricielle

$$(V) = (M) (\delta\pi)$$

on a donc

$$\delta\pi_\ell = \sum_m (M^{-1})_{\ell m}\ V_m$$

La valeur $\pi_\ell^1 = \pi_\ell^0 + \delta\pi_\ell$ sert de point de départ à une nouvelle minimisation; et ainsi de suite.
On peut choisir de s'arrêter si d'une itération à une autre la variation du χ^2 est inférieure à une certaine valeur (en valeur absolue). Mais dans la pratique une seule itération est généralement suffisante (variation de χ^2 inférieure à 1% à la 2ème itération). La nouvelle matrice de covariance est alors M^{-1} .

3.3.2. Contraintes et corrections sur la matrice d'erreur.

Le processus décrit ci-dessus suppose que l'on connaît avec précision la matrice de covariance au vertex (matrice calculée par TRIDENT).

Or, les particules en traversant de la matière subissent des pertes d'énergie, des diffusions coulombiennes etc... qui ne sont pas prises en compte. On peut donc s'attendre à ce que les erreurs soient globalement sous-estimées, ce qui apparaît dans la distribution en probabilité du (faibles probabilités favorisées). (Fig. 1a).

On dispose de 2 moyens pour remédier à ces problèmes :

Le plus simple consiste à multiplier globalement la matrice de covariance par un certain facteur (de l'ordre de 2-3 en pratique) de manière à obtenir une distribution plate de la probabilité du χ^2 (voir fig. 1b).

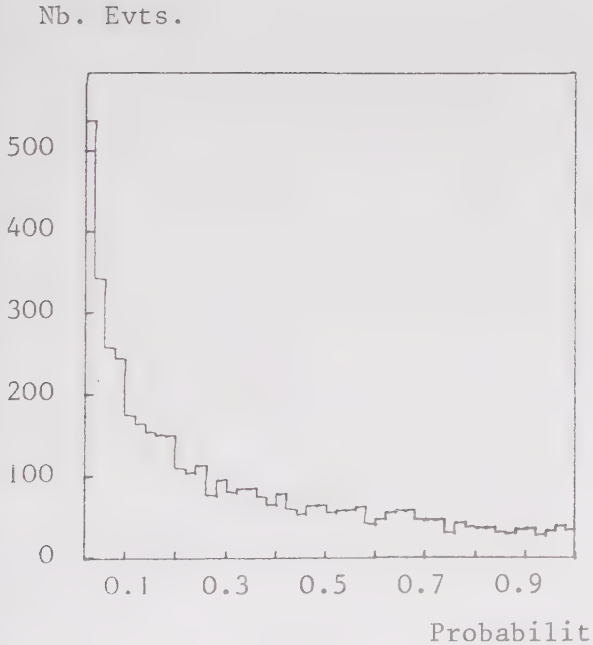


FIGURE 1 a

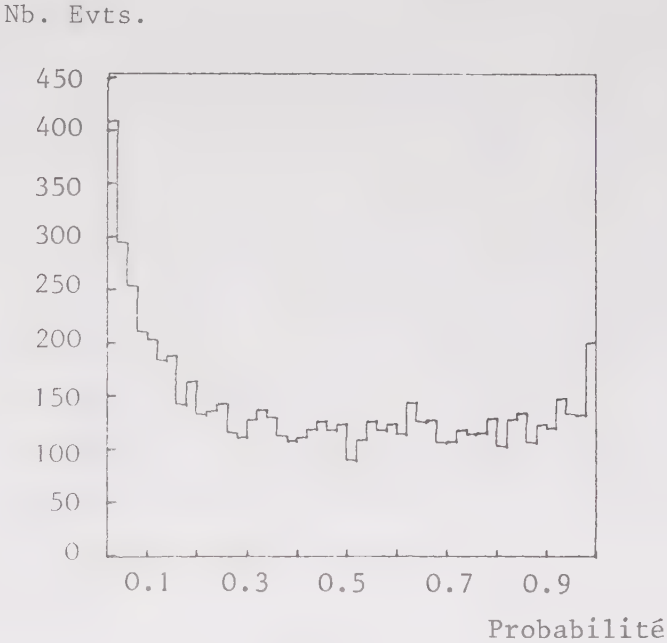


FIGURE 1b

Distribution en probabilité du χ^2 avant correction (1a) et après correction (1b).

D'autre part, la matrice de covariance de $\xi^m - \xi(\pi_\ell)$ est la différence $\sigma - \Sigma$ des matrices de covariance de ξ^m et de $\xi(\pi_\ell)$ (voir annexe 3).

Les variables

$$q_i = \frac{\xi_i^m - \xi_i(\pi_\ell)}{\sqrt{\sigma_{ii} - \Sigma_{ii}}}$$

doivent donc suivre une loi normale centrée de variance 1

Si la matrice Σ est globalement fausse d'un facteur k, aura une variance $\frac{1}{k}$. On peut donc déterminer k et corriger alors la matrice (on a pu vérifier dans ce cas que k correspondait aux erreurs dues à la diffusion multiple).

Si le facteur d'erreur n'est pas le même pour tous les éléments de la matrice (ce qui est généralement le cas) on est amené à modifier légèrement les caractéristiques de chaque trace (au point le plus proche du vertex) en procédant par tâtonnements successifs jusqu'à obtenir pour chaque variable un résultat satisfaisant (voir fig. 2).

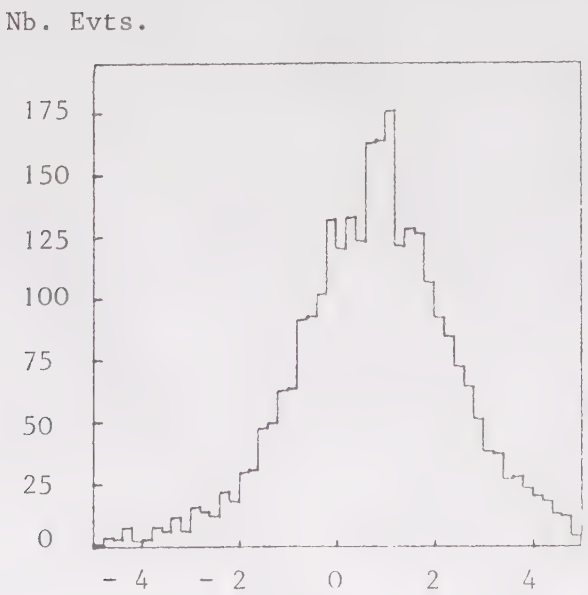


FIGURE 2 a

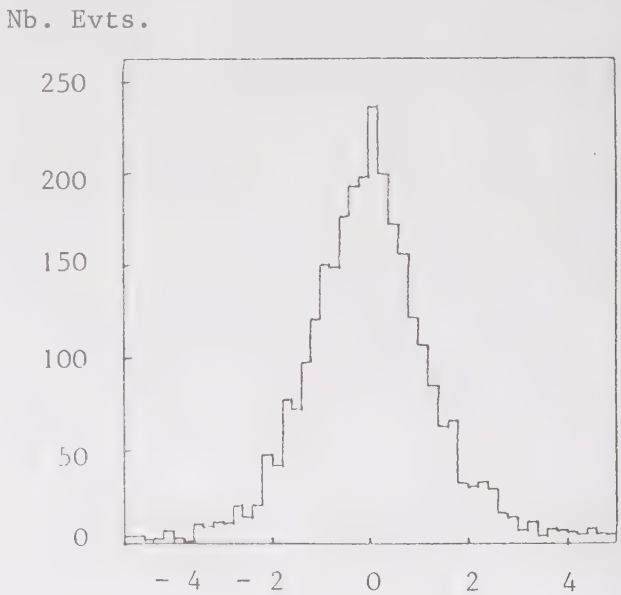


FIGURE 2 b

Distribution de la variable q correspondant à la position en z des traces négatives lentes ($\bar{p}$) avant correction (2a) et après correction (2b).

Il est nécessaire dans cette opération de faire une nouvelle extrapolation des traces jusqu'en leur point le plus proche du vertex chaque fois que l'on modifie une des caractéristiques de cette trace.

A l'issue de ces travaux, on dispose donc de la position précise du vertex et d'une matrice de covariance optimisée.

3.4. KOMEGA RECONSTRUCTION CINEMATIQUE.

3.4.1. Description.

L'ensemble des informations étant corrigées, on procède à la reconstruction cinématique. Le programme KOMEGA (Kinematics OMEGA), programme de reconstruction cinématique conçu pour le spectromètre OMEGA, soumet dans notre cas les données à 4 contraintes :

- conservation de l'impulsion (3 contraintes),
- conservation de l'énergie (en faisant une hypothèse de masse pour chaque trace).

Les caractéristiques (p, λ, ϕ) de chaque trace au vertex sont ajustées de façon à les rendre compatibles avec chacune des réactions que l'on veut essayer de reconstruire. Ces réactions sont précisées en donnée et correspondent dans notre cas à toutes les combinaisons possibles de protons, π et K (4 traces sortantes). L'ajustement prend évidemment en compte les poids relatifs de chaque trace (la matrice de poids est l'inverse de la matrice de covariance).

Ce programme présente en sortie les hypothèses qui ont pu être reconstruites, dans la limite d'un χ^2 raisonnable (10^5).

On a pour chaque hypothèse :

- la valeur du χ^2

- Les caractéristiques des traces réajustées :

  . Masse

  . p, λ, ϕ au vertex.

- éventuellement la masse manquante (toujours nulle dans notre cas).

Les résultats obtenus sont donnés dans le tableau II.

Evénements enregistrés	5180000	
Evénements 4 traces après TRIDENT et VERTEXFIT	66340	
Evénements reconstruits KOMEGA	31769	17432 sans ambiguïté 14337 ambigus

Distribution des réactions reconstruites sans ambiguïté.

	Toutes probabilités	Coupure probabilité à 10^{-4}
$p_{rap.}\ p\ \pi^+\ \bar{p}$ $p_{rap.}\ \pi^+\ p\ \bar{p}$	13356	12413
$\pi^+_{rap.}\ p\ \pi^+\ \pi^-$ $\pi^+_{rap.}\ \pi^+\ p\ \pi^-$	1712	1385
$\pi^+_{rap.}\ p\ K^+\ K^-$ $\pi^+_{rap.}\ K^+\ p\ K^-$	276	136
$p_{rap.}\ K^+\ \pi^+\ K^-$ $p_{rap.}\ \pi^+\ K^+\ K^-$	157	106
$K^+_{rap.}\ p\ \pi^+\ K^-$ $K^+_{rap.}\ \pi^+\ p\ K^-$	1208	989
$p_{rap.}\ \pi^+\ \pi^+\ \pi^-$	535	500
$\pi^+_{rap.}\ p\ p\ \bar{p}$	188	98

Tableau II

Les seules réactions nous intéressant sont les 2 premières. En ne retenant que les événements reconstruits avec ambiguïté dont la réaction $p_{rap.}p\pi^+\bar{p}$ ou $p_{rap.}\pi^+p\bar{p}$ a une probabilité supérieure à 10^{-3} on obtient la distribution du nombre d'hypothèses ambigues.

Nb. Hypothèses ambigues	2	3	4	5	6	7	8
Nb. événements	6391	2482	1504	323	158	42	10

3.4.2. Choix d'une coupure en probabilité.

La probabilité des hypothèses acceptées par le programme de reconstruction cinématique pouvant être très faible, il est utile de déterminer en dessous de quelle limite la reconstruction n'a plus guère de signification.

Dans ce but on utilise un programme de reconstruction cinématique, mais à 3 contraintes seulement (conservation de l'impulsion) : il fournit les masses M_X dans les hypothèses : $X^+_{rap}\ p\ \pi^+\ X^-$ et $X^+_{rap}\ \pi^+\ p\ X^-$

FIGURE 3 a

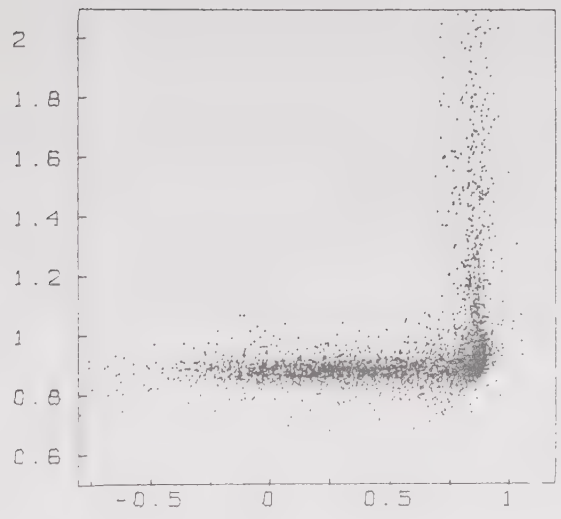
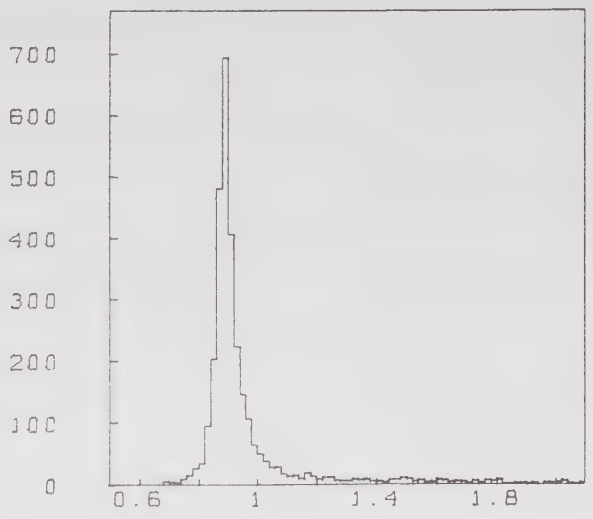


FIGURE 3 c



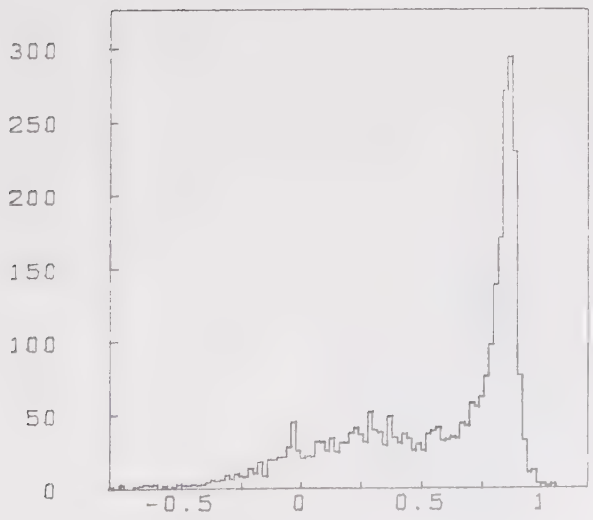


FIGURE 3 b

Masse de la particule X dans l'hypothèse $X^+_{rap}\ p\ \pi^+\ X^-$ en fonction de la masse de la particule X dans l'hypothèse $X^+_{rap}\ \pi^+\ p\ X^-$ (fig. 3a) et projections (fig. 3b et 3c).

On distingue sur ces figures un très net pic $X = p$. On ne distingue pas dans le fond de pics $X = K$ ou $X = \pi$.

Pour différentes coupures en probabilité on peut évaluer le nombre de bons événements (masse X voisine de celle du proton) et le fond (événements dont la masse est très différente de celle du proton).

Probabilité	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}
X = p	21750	21500	21200	20700	19500	17300
fond	2380	2260	2100	1860	1740	1120

Afin de conserver le maximum d'événements avec un fond aussi réduit que possible on choisit de ne retenir que les cas où la probabilité est supérieure à 10^{-4}. En dessous de cette valeur, le fond croît très vite alors que le nombre de bons événements reste pratiquement constant.

3.5. CONTRAINTES SUPPLEMENTAIRES.

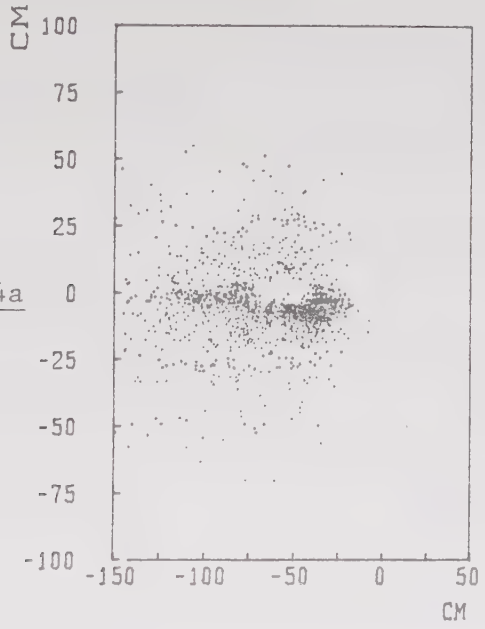
Des travaux annexes ont été menés dans le but de mieux identifier certaines particules et notamment dans le cas des reconstructions à 1 contrainte (énergie) où interviennent des particules neutres, donc non détectables (et où il faut donc bien identifier les particules chargées). Mais ces travaux peuvent nous servir à lever un certain nombre d'ambiguïtés entre les hypothèses reconstruites, ambiguïtés très nombreuses comme on peut le voir sur le tableau II.

3.5.1. Etude des réactions avec π ou K rapide.

Les π et les K rapides sont à priori détectés par les Cerenkovs C_1 (π et K) et C_2 (π), ce qui permet de rejeter les événements correspondants (sélection en ligne).

Si l'on détermine le point d'impact de ces particules dans le Cerenkov C_1 (extrapolation de la trace correspondante) on remarque que dans la plupart des cas il se situe dans une bande horizontale autour de z = 0 (voir Fig. 4a et 4b) alors que les protons rapides eux sont répartis sur une plus grande région (Fig. 4c).

FIGURE 4a



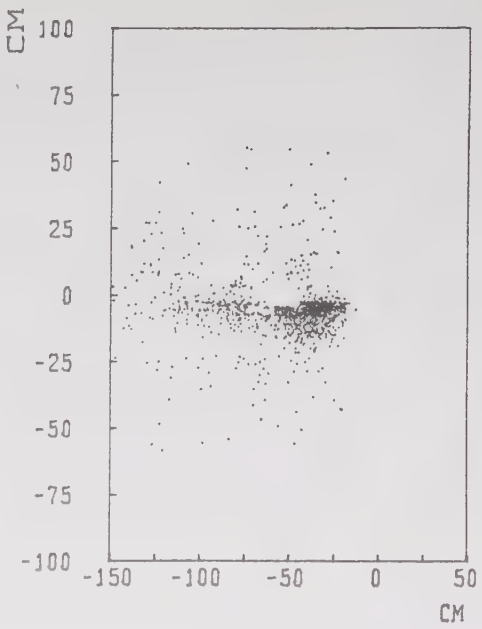
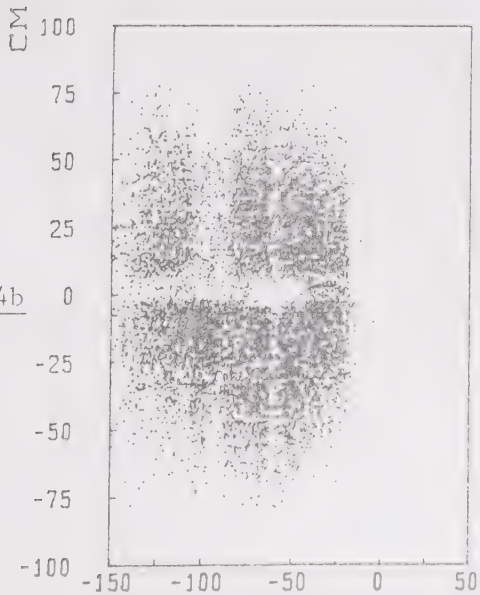


FIGURE 4c

FIGURE 4b



Impacts des π^+ rapides (4a)
K^+ rapides (4b)
p rapides (4c)

Ce phénomène s'explique par le fait que le Cerenkov C_1 est formé de 2 parties superposées séparées par une membrane horizontale ; il y a à ce niveau une certaine inefficacité.

Les réactions avec π rapides étant très favorisées, le Cerenkov C_2, malgré une efficacité supérieure à 99%, ne parviendrait pas alors à rejeter tous ces événements.

Les réactions avec K rapides sont théoriquement peu nombreuses, mais le Cerenkov C_2 n'est réglé pour éliminer que les K rapides de plus de 18 GeV/c (donc pas ceux entre 10 et 18 GeV/c).

Quoiqu'il en soit on peut en dehors d'une zone bien délimitée considérer qu'il y a très peu de ces réactions et lever ainsi certaines ambiguïtés.

3.5.2. Identification de particules avec le compteur B.C. (Barrel Counter).

Le compteur B.C. (compteur cylindrique entourant la cible - voir chapitre 2) n'a été utilisé que pour détecter les particules sans aucune considération sur leur masse ou leur impulsion (mesure des multiplicités pour la sélection en ligne).

Mis à part quelques K (surtout des K^-), la quasi-totalité des particules qui traversent ce compteur sont soit des protons ou antiprotons, soit des pions. Les signaux issus des 24 compteurs à scintillation qui forment le compteur B.C. ayant été enregistrés, on doit à priori être en mesure de distinguer ces 2 types de particules par leur perte d'énergie dans le scintillateur. En effet, cette énergie perdue par unité de longueur par ionisation dans la matière traversée est fonction de β^2 ($= p^2/(p^2 + m^2)$). Elle passe par un minimum et peut se formuler de la manière suivante : (1)

$$\frac{dE}{dx} = \frac{D\rho_{mt} Z_{mt}}{A_{mt}} \left(\frac{Z_{inc}}{\beta}\right)^2 \left[Ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 \beta^2 c^2}{I}\right) - \beta^2 \right] \qquad /1/$$

$D = .3070$ MeV cm^2/g

Z_{mt} et A_{mt} sont le numéro atomique et le nombre de masse du milieu traversé

Z_{inc} est le numéro atomique de la particule incidente.

m_e est la masse de l'électron

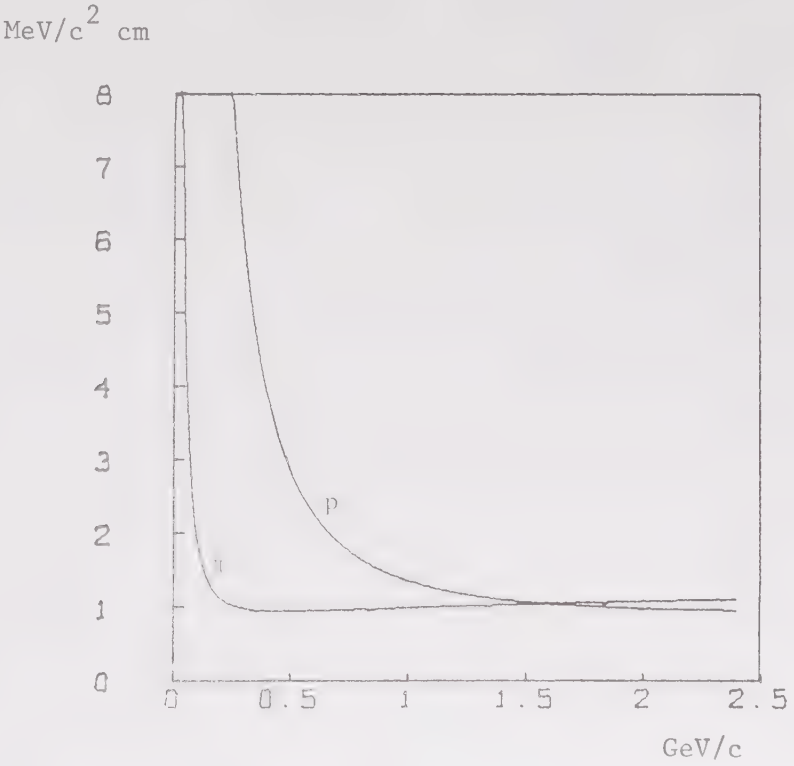
c la vitesse de la lumière.

$\beta = \frac{v}{c}$ et $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ caractérisent la particule incidente

Dans notre cas particulier

$$\frac{dE}{dx} = .1717\left(\left(1 + \frac{m^2}{p^2}\right) \text{Ln}\left(21340\,\frac{p^2}{m^2}\right) - 1\right) \qquad /2/$$

D'après cette formule on peut espérer séparer les protons des en dessous de 1 GeV/c (voir Fig. 5)



Perte d'énergie (ionisation) par unité de longueur de matière traversée (scintillateur) en fonction de l'impulsion pour des protons et des π.

FIGURE 5

Le but de cette étude est donc de procéder à un étalonnage de ces compteurs dans la gamme d'impulsions 0 - 1 GeV/c.

3.5.2.1. Domaine d'application.

Cet étalonnage a été réalisé à partir d'un lot de protons et π^+ identifiés, issus des réactions $\pi^+ p \rightarrow p_{rap.}\ \pi^+ p\bar{p}$ ou $p_{rap.}\ p\pi^+\bar{p}$ (réactions reconstruites sans ambiguïtés et avec une probabilité supérieure à 10^{-3} par KOMEGA).

On a vérifié par la suite que les résultats étaient également applicables aux antiprotons et π^-.

En ce qui concerne les K on a pu constater qu'on ne pouvait pas les distinguer des protons, mais qu'ils n'étaient pratiquement jamais identifiés comme π (ce à quoi on pouvait s'attendre en considérant les rapports de masse au carré).

Il faut enfin préciser que par suite de problèmes de réglage des différents compteurs, il n'est possible de traiter qu'environ 75% du total des événements (fluctuations dans le temps).

3.5.2.2. Traitement géométrique.

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, le compteur B.C. est formé des 24 barreaux de scintillateur de 62 cm de long.

La première étape est de déterminer pour chaque événement le barreau traversé par chacune des particules émises (dans le cas où elles traversent le compteur B.C. évidemment).

Le temps de calcul d'un tel programme annexe devant être limité, il n'est pas envisageable de procéder à une extrapolation précise des traces (le champ magnétique n'est pas uniforme dans la région de la

cible). On se contente donc, à partir de p, λ, ϕ de chaque trace au vertex de calculer une trajectoire rectiligne (ceci est en partie justifiable par la faible grandeur du rayon du "cylindre barrel" : 4 cm).

Les coordonnées du point d'intersection de cette trajectoire avec le barrel permettent de lui associer un barreau. Si ce barreau n'a pas donné de réponse, on regarde les barreaux adjacents. Si aucun des 2 ou si les 2 ont répondu, la trace est abandonnée.

Lorsqu'un barreau a été associé à une trace on exige encore que :

- aucun des 2 barreaux adjacents n'ait été touché,
- aucune autre trace n'ait été associée à ce même barreau.

On a ainsi pu associer un barreau à 30% des π^+ et à 55% des protons (cette différence entre les π^+ et les protons s'explique par le fait que l'impulsion moyenne des π^+ est supérieure à l'impulsion moyenne des protons et donc qu'un plus grand nombre de π^+ que de p sortiront vers l'avant de la cible sans toucher le compteur B.C.).

3.5.2.3. Traitement des signaux.

Les signaux (information ADC : nombre entre 0 et 1023) ainsi associés à des traces connues, ne sont pas directement exploitables.

Les traces pouvant traverser le compteur B.C. sous des angles très différents, les longueurs de scintillateur traversées malgré la faible épaisseur du compteur B.C. (4 mm) ne peuvent être considérées comme identiques.

On normalise les signaux à une unité de longueur en se basant sur l'angle θ entre le plan yz et la trajectoire (cet angle peut être facilement corrigé pour prendre en compte un effet moyen du champ magnétique).

Une autre correction est apportée pour pallier à l'atténuation des signaux optiques dans les scintillateurs (étant donné la longueur des barreaux : 62 cm et étant donné que la lecture ne se fait qu'à une seule extrémité, les signaux peuvent être très différemment atténués suivant la position du point d'impact).

A l'issue de ces corrections on constate, pour chaque compteur pris séparément, que l'on peut distinguer les protons des π^+ en dessous de 600 à 700 MeV/c (voir Fig. 6a, b, c).

3.5.2.4. Normalisation des compteurs.

Les critères d'identification des particules devant être définis sur un lot d'événements aussi important que possible, il a paru nécessaire de normaliser entre eux les 24 compteurs :

Un compteur est caractérisé par 2 paramètres :

- la valeur du signal correspondant au minimum d'ionisation
- la valeur du piédestal.

(le piédestal, qui correspond au zéro réel, peut suivant le réglage des ADC avoir des valeurs non négligeables ou bien ne pas apparaître).

En supposant la linéarité des ADC on peut écrire :

$$\frac{E}{E_{min}} = \frac{ADC(I) - P(I)}{MIN(I) - P(I)} \qquad /3/$$

On suppose que la loi de Bethe et Bloch est valable /1/ , c'est à dire que E est donné par /2/ . E_{min} est le minimum d'ionisation correspondant.

ADC(I) est le signal ADC du compteur I
MIN(I) est le minimum d'ionisation du compteur I
P(I) est la valeur du piédestal du compteur I

FIGURE 6 a

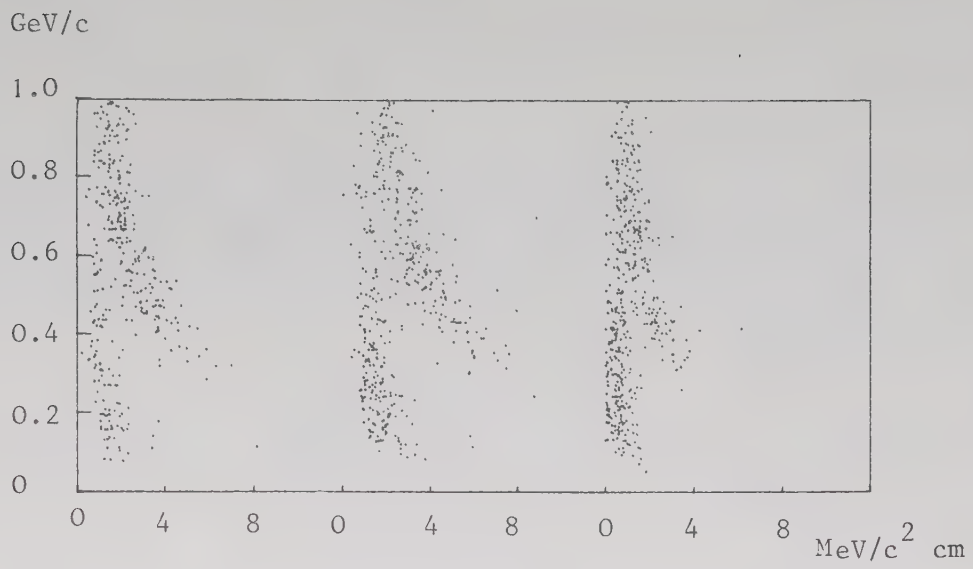


FIGURE 6 b

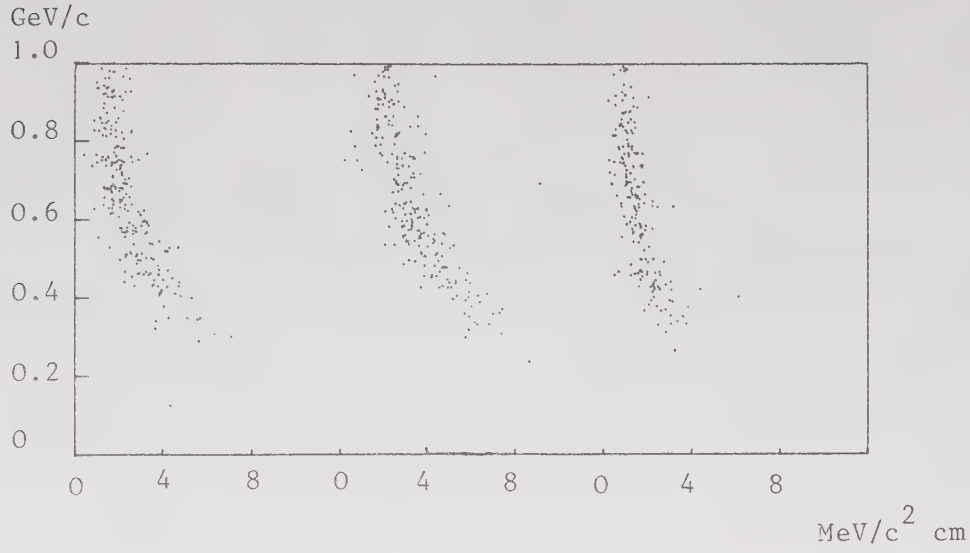
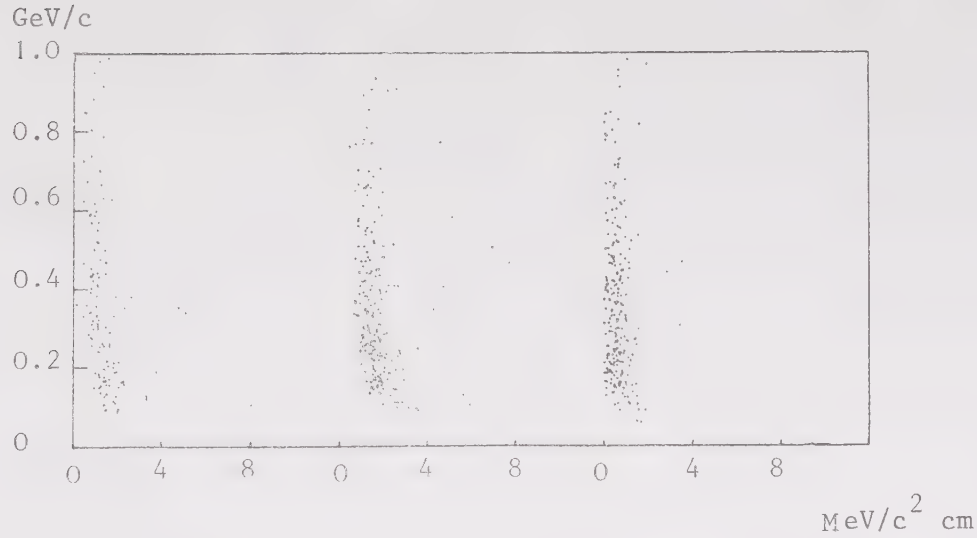


FIGURE 6 c



Impulsion en fonction de la perte d'énergie pour 3 compteurs:

Fig. 6a : π et p confondus
Fig. 6b : p seulement
Fig. 6c : π seulement.

L'énergie d'ionisation étant voisine du minimum d'ionisation sur une grande plage d'impulsions, on détermine grossièrement ce minimum en prenant la valeur moyenne des signaux des particules correspondant à cette plage.

En un deuxième temps, on calcule P(I) à partir de /3/ et en prenant des signaux hors de la plage d'impulsion précédemment définie.

Connaissant P(I) on peut alors recalculer MIN(I) à partir de /3/ et continuer ainsi jusqu'à convergence.

Ces 2 paramètres sont ensuite ajustés pour que la loi de Bethe soit satisfaite au mieux (on est amené à y apporter une correction au delà d'un rapport P/M = 3, car on n'observe pas de remontée relativiste (voir Fig. 7a, b, c)).

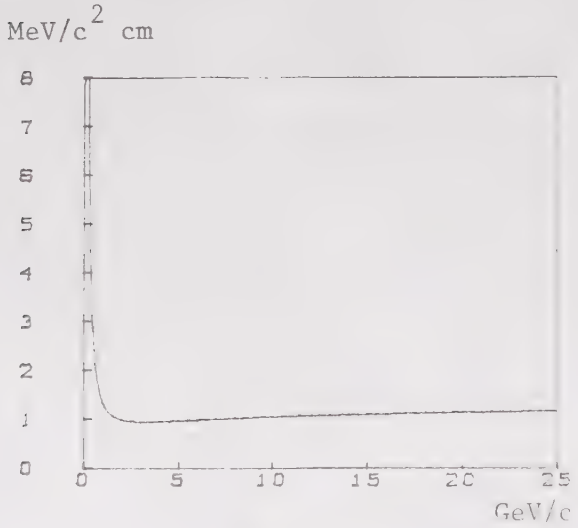


FIGURE 7 a

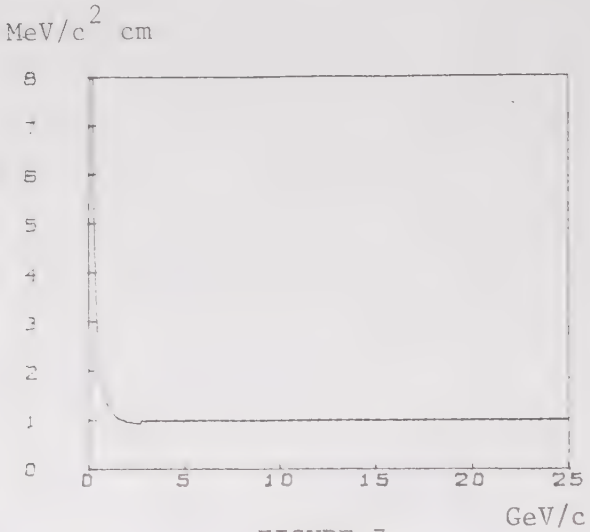


FIGURE 7 c

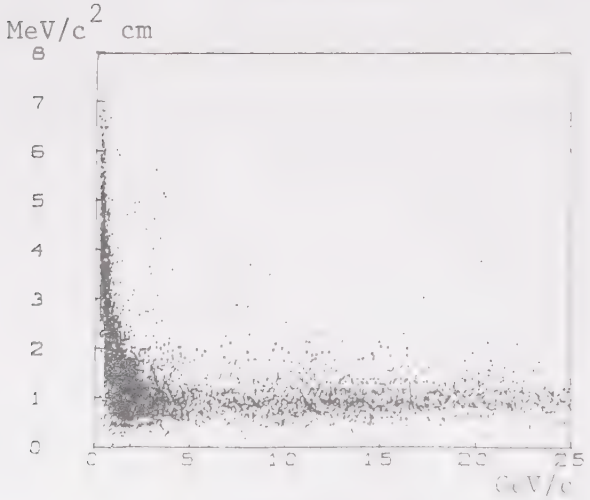


FIGURE 7 b

Energie d'ionisation en fonction de p/m (impulsion sur la masse)

fig. 7a : formule de Bethe-Bloch.

fig. 7b : événement réel.

fig. 7c : formule de Bethe-Bloch corrigée.

Avec des compteurs ainsi rendus compatibles entre eux on peut nettement distinguer les protons des π grâce à une meilleure statistique (Fig. 8a, b, c).

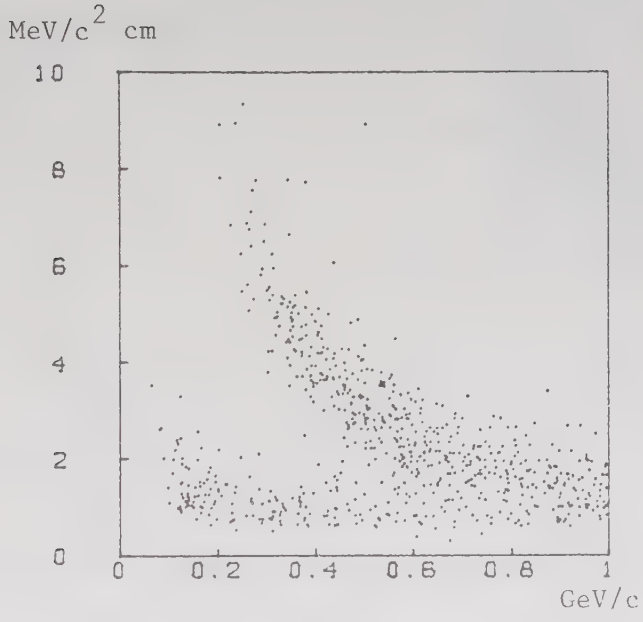


FIGURE 8 a

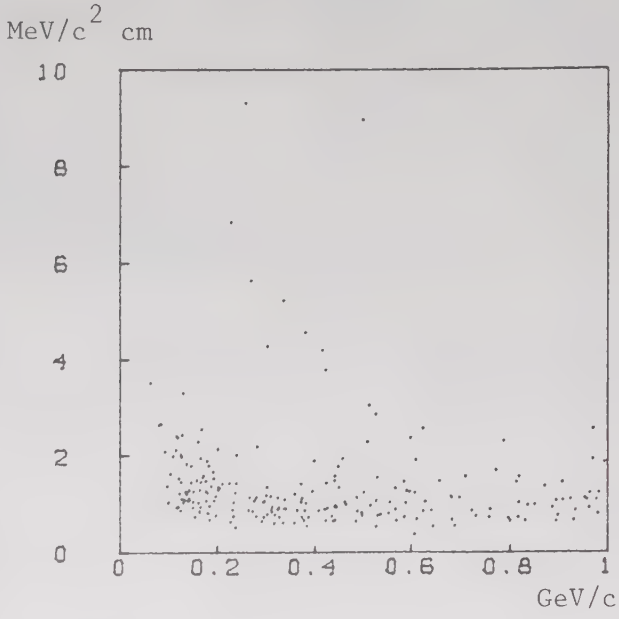


FIGURE 8 c

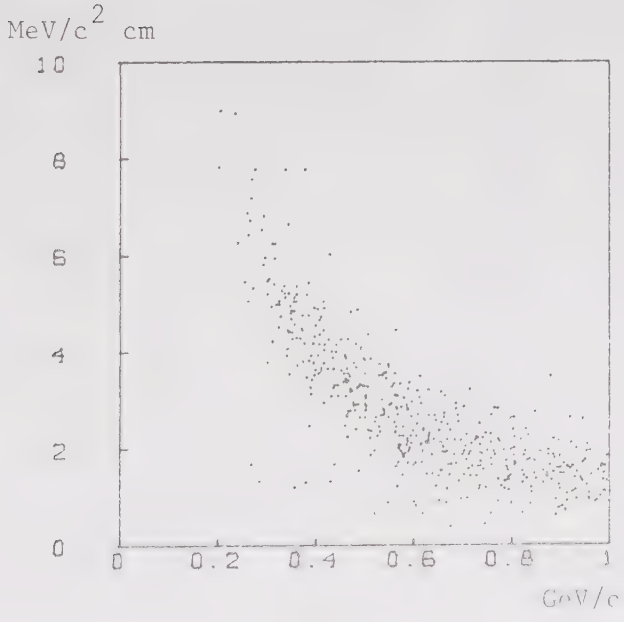


FIGURE 8 b

Perte d'énergie par ionisation en fonction de l'impulsion dans les 24 éléments du compteur B.C.
Fig. 8a : p et π confondus.
Fig. 8b : p seulement.
Fig. 8c : π seulement.

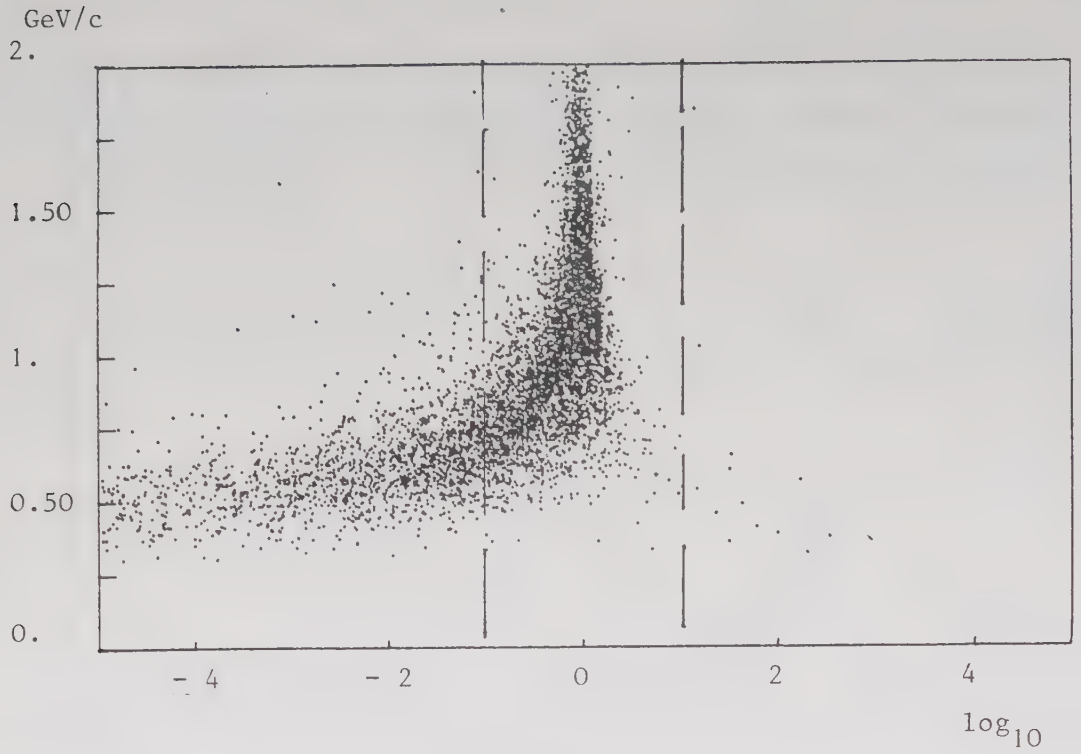


FIGURE 9 a

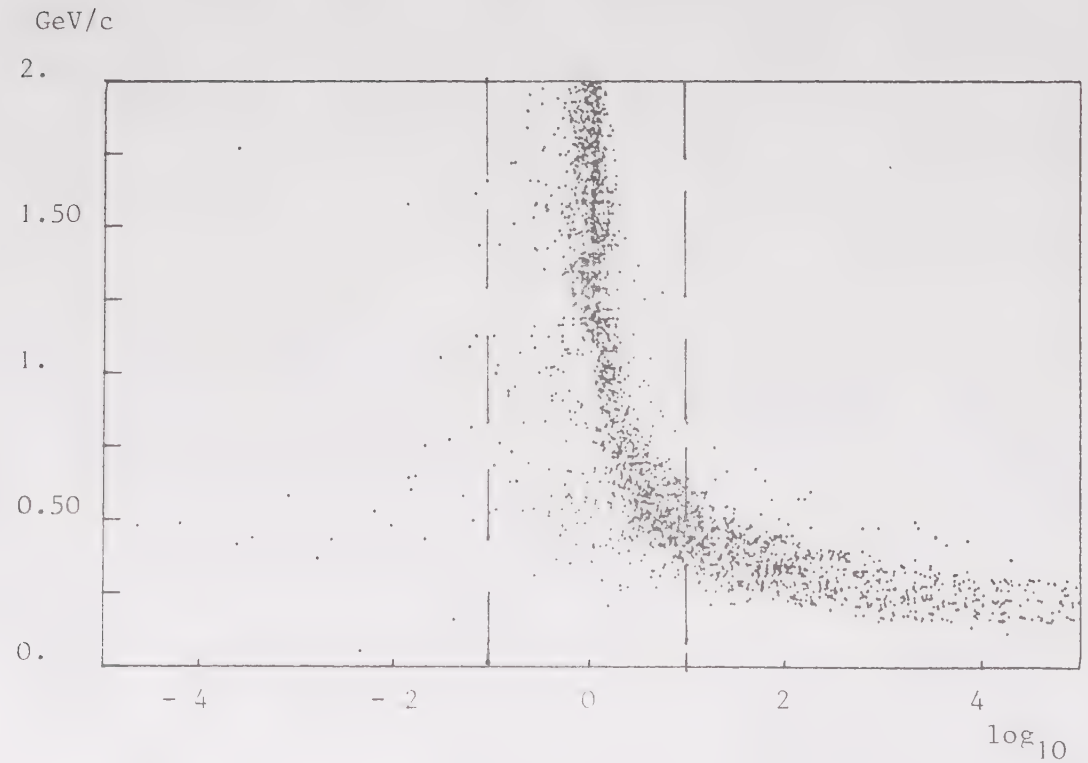


FIGURE 9 b

Impulsion en fonction de $\log_{10}\left(\frac{\text{Proba. être } \pi}{\text{Proba. être p}}\right)$ pour des p identifiés (9a) et des π identifiés (9b).

3.5.2.5. Identification des particules.

On définit pour chaque compteur une largeur ΔE qui est la valeur moyenne de $E - ADC(I) + P(I)$ (on prend en fait $\frac{\Delta E}{\sqrt{E}}$ rapport qui s'avère constant quelle que soit l'impulsion).

Pour chaque type de particule on calcule :

$$\chi^2_{p,\pi} = (E_{p,\pi} - E_{experimental}) / (\Delta E)^2$$

Pour chaque signal corrigé $E_{experimental}$ on dispose donc de 2 probabilités (p et π).
A partir des traces connues on peut alors fixer des critères de sélection à partir de la distribution en rapport de probabilités de façon à obtenir un minimum d'erreurs (Fig. 9a et b).
Avec la coupure représentée sur la figure 9 on identifie

1290 π soit 12,8% du total des π
2436 p soit 24,3% du total des p

15 protons sont identifiés à des π ce qui équivaut à 1,16% d'erreur sur les π
31 π sont identifiés à des protons ce qui équivaut à 1,27% d'erreur sur les p.
Les autres traces sont considérées comme ambiguës.

3.5.3. Autre moyens d'identification.

Afin d'augmenter l'angle solide de détection des γ provenant de la désintégration des π° (comme on l'a vu au chapitre 2 un dispositif est placé dans ce but à l'arrière de l'appareillage), des plaques de plomb avaient été placées sur l'armature des chambres A_2 et A_5.

Le but est de mettre en évidence des réactions de γ avec le plomb en observant les variations de multiplicité d'une chambre à une autre.

Pour cela on a conservé à la sortie du programme TRIDENT les signaux des chambres A qui n'étaient associés à aucune des traces reconstruites.

Cette information tout comme la mesure du temps de vol (voir chapitre 2) a principalement été utilisée dans le traitement des événements à 1 contrainte (masse) qui sont actuellement en cours d'analyse.

3.6. BILAN DU TRAITEMENT.

La prise de données de la phase II nous a permis de disposer de plus de 8 millions d'événements dont nous n'avons utilisé ici que les 2/3 (5,18 M).

Après épuration de ce lot (uniformisation du trigger), après reconstruction des traces (TRIDENT) et après ajustement cinématique (KOMEGA) il nous est resté environ 30 000 réactions à 4 corps.

Parmi celles-ci seules nous intéressent les réactions avec proton rapide et antiproton ($p_{rap.} p\pi^{+-}\bar{p}$ et $p_{rap.}\pi^{+-}p\bar{p}$) : on a pu en identifier environ 12 000 sans ambiguïté.

Nous avons vu que différents traitements (compteur B.C.π et K rapides...) permettaient, par l'identification de particules lentes, de lever certaines de ces ambiguïtés.

Nous nous baserons sur ces résultats pour l'étude du spectre de masse $(p\bar{p})$.

ANNEXE 3

Soient $y_i (i=1,n)$ les variables et σ leur matrice de covariance.
Soient $p_j (j=1,m)$ les paramètres à ajuster, Y_i les valeurs ajustées des variables et Σ leur matrice de covariance.

On a :

$$y_i = f_i(p_j) \qquad D_{ij} = \frac{\partial f_i}{\partial p_j}$$

D'après les résultats du chapître 3 on peut écrire :

$$(D^t\sigma^{-1}D)\Delta p = D^t\sigma^{-1}\Delta y \quad (\Delta p \text{ représente les } \delta p \text{ et } \Delta y \text{ les } \delta y)$$

D'où :

$$\Delta p = (D^t\sigma^{-1}D)^{-1}D^t\sigma^{-1}\Delta y = A\Delta y$$

On a également : $\Delta y = D\Delta p = DA\Delta y$

La matrice de covariance P des paramètres s'écrit :

$$P = A\sigma A^t = (D^t\sigma^{-1}D)^{-1}D^t\sigma^{-1}\sigma\sigma^{-1}D(D^t\sigma^{-1}D)^{-1}$$
$$=(D^t\sigma^{-1}D)^{-1}$$

$y - Y = (I - DA)\Delta y$ a pour matrice de covariance :

$$M =(I - DA)\sigma(I - DA)^t = \sigma - DA\sigma + DA\sigma A^tD^t - \sigma A^tD^t$$

$$DA = D(D^t\sigma^{-1}D)^{-1}D^t\sigma^{-1} = D(D^t\sigma^{-1}D)^{-1}D^t$$
$$= \sigma A^tD^t$$

D'où :

$$M = \sigma - 2D(D^t\sigma^{-1}d)^{-1}D^t + D(D^t\sigma^{-1}D)^{-1}D^t\sigma^{-1}D(D^t\sigma^{-1}D)^{-1}D^t$$
$$= \sigma - D(D^t\sigma^{-1}D)D^t = \sigma - DPD^t$$
$$= \sigma - V$$

REFERENCE.

1 - U. FANO Ann. Rev. Nucl. Sci. 13 1 (1963).

Chapitre IV

CHAPITRE IV

ETUDE DES RÉACTIONS AVEC Δ^{++} RAPIDE.

4.1. CHOIX DES BONS CANDIDATS BARYONIUM.

4.2. SPECTRES DE MASSE ($p\bar{p}$).

- 4.2.1. Sortie Koméga brute.
- 4.2.2. Après traitement des ambiguïtés.
- 4.2.3. Conclusion.

4.3. CALCUL DES SECTIONS EFFICACES.

- 4.3.1. Détermination de l'acceptance.
- 4.3.2. Calcul du flux incident effectif.
- 4.3.3. Résolution en masse.
- 4.3.4. Limites de sections efficaces.
  - 4.3.4.1. Principe du calcul.
  - 4.3.4.2. $M_{p\bar{p}} = 2020$ MeV/c^2.
  - 4.3.4.3. $M_{p\bar{p}} = 2200$ MeV/c^2.
  - 4.3.4.4. Comparaison avec d'autres expériences récentes.

4.4. CONCLUSION.

4 - ETUDE DES RÉACTIONS AVEC Δ^{++} RAPIDE.

Une des motivations de l'expérience WA 56 a été de confirmer les résultats obtenus précédemment dans les réactions $\pi^- p$ à 9 et 12 GeV/c (voir chapitre II).

Des résonances à 2020 et 2200 MeV/c^2 avaient été observées dans le spectre de masse $(p\bar{p})_{lent}$ pour les réactions

$$\pi^- p \longrightarrow \Delta^{\circ}_{rapide} \quad (p\bar{p})_{lent} \qquad (1)$$

Nous limiterons notre étude ci-après à des réactions similaires obtenues dans notre expérience

$$\pi^+ p \longrightarrow \Delta^{++}_{rapide} \quad (p\bar{p})_{lent}$$

(Les résultats ne porteront que sur 2/3 des événements enregistrés ; une publication future présentera les résultats définitifs).

4.1. CHOIX DE BONS CANDIDATS BARYONIUM.

On cherche un méson $M^-_{p\bar{p}}$ lent, émis vers l'arrière associé à un Δ^{++} rapide émis vers l'avant.

En un premier temps on ne retient donc, parmi les événements $\pi^+ p \rightarrow p_{rap.} \pi^+ p\bar{p}$ (étudiés au chapitre 3), que ceux pour lesquels la masse du système $(p_{rap.}\ \pi^+)$ est compatible avec la masse du Δ (M = 1232 MeV/c^2 Γ = 120 MeV/c^2) :

On prend* :

$$1175\ \text{MeV/c}^2 < M\ (p_{rap.}\pi^+) < 1300\ \text{MeV/c}^2$$

Cette coupure revient à prendre environ 50% des Δ^{++} (Breit et Wigner coupée à mi-hauteur).
On peut voir sur la figure 1b le spectre de masse du système $(p_{rap.}\pi^+)$
D'après les figures 1a,b,c on s'attend à ce que les événements sélectionnés comprennent un fond non négligeable (on peut l'évaluer à environ 10 - 20%) :

- des réactions avec Δ^{++} lent

$$\pi^+ p \rightarrow p_{rap.} \bar{p}\ \Delta^{++}_{lent}$$

On peut voir (sur la figure 1a) la zône de recouvrement du Δ^{++} rapide et du Δ^{++} lent. Ces événements ont été conservés pour ne pas apporter un biais éventuel au lot de réactions avec Δ^{++} rapide.

- des réactions diffractives

$$\pi^+ p \rightarrow (p\bar{p}\pi^+)_{avant}\ p$$

dont la masse du système $(p_{avant}\ \pi^+)$ est compatible avec celle d'un Δ (on s'attend à des réactions diffractives dans tout l'espace de phase).

Les états $(p\bar{p})$ recherchés devant être produits vers l'arrière, il semble possible de les distinguer en procédant à une coupure en angle

* C'est cette même coupure qui avait été choisie pour l'expérience $\pi^- p$ (1)

FIGURE 1 a

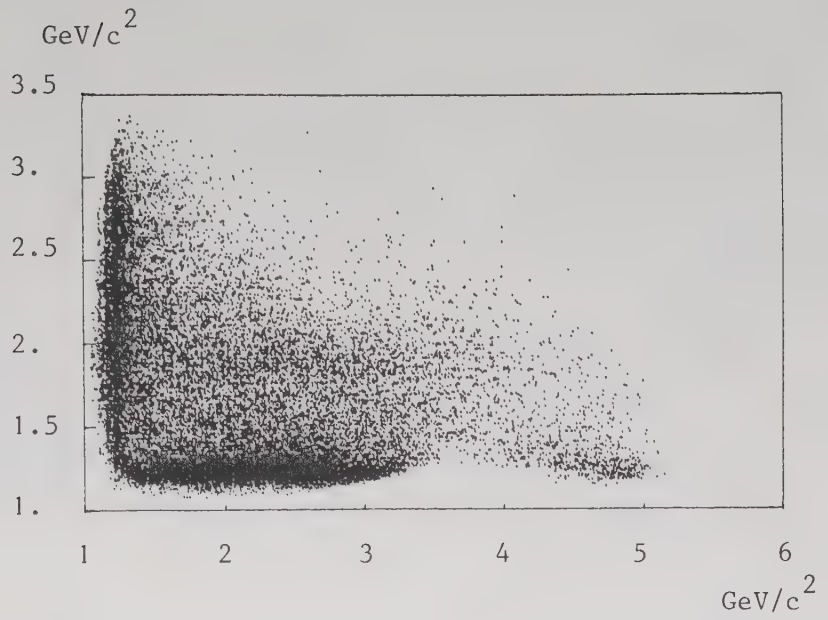


FIGURE 1b

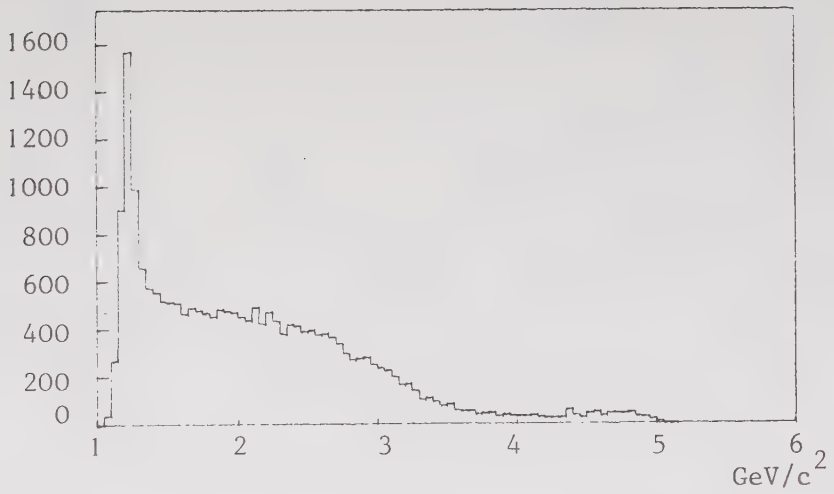


FIGURE 1 c

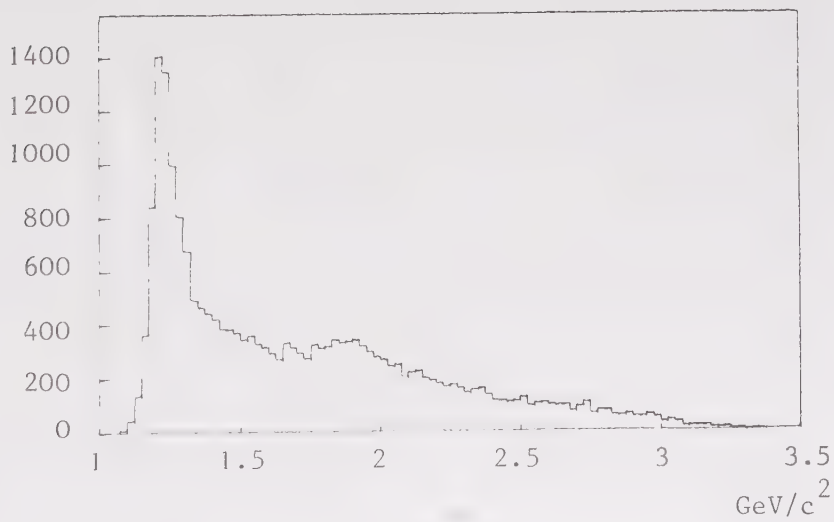


Fig. 1a : Masse ($p_{lent}\ \pi^+$) en fonction de la masse ($p_{rap}\ \pi^+$).

Fig. 1b : Distribution en masse ($p_{rap}\ \pi^+$).

Fig. 1c : Distribution en masse ($p_{lent}\ \pi^+$).

de Jackson (de manière analogue à l'expérience $\pi^- p$ (1)) :

On se place dans le système où $(p\bar{p})$ est au repos. On y définit un repère[2]:

- l'axe oz est parallèle à l'impulsion du proton cible et de même sens
- l'axe oy est donné par la normale $\vec{n}$ au plan de la réaction.

On considère l'angle θ_J entre le proton cible (axe oz) et le proton lent sortant

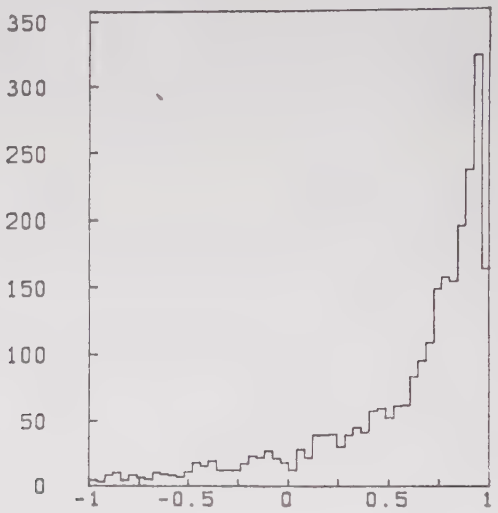


FIGURE 2

L'avant est défini par le π^+ incident et l'arrière par le proton cible (axe oz).
La distribution en $\cos(\theta_J)$ des événements qui nous intéressent est donnée sur la figure 2.

On cherche à rejeter les réactions diffractives où l'antiproton est émis vers l'avant et à conserver les réactions où $(p\bar{p})$ est émis vers l'arrière.
On ne retient donc que les cas où $\cos(\theta_J) < 0$ (Antiproton vers l'arrière).
Les figures 3a,b,c montrent que les événements conservés après cette coupure sont riches en Δ^{++} rapides et pauvres en Δ^{++} lents.

FIGURE 3a

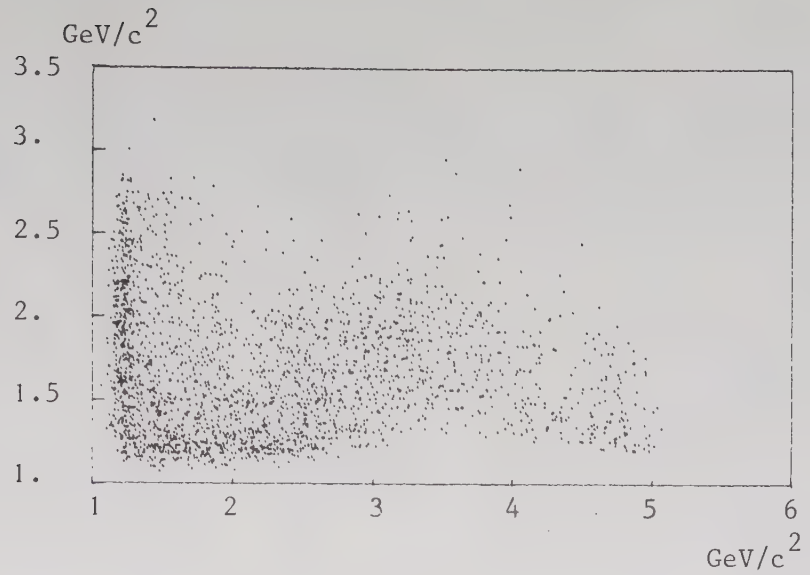


FIGURE 3b

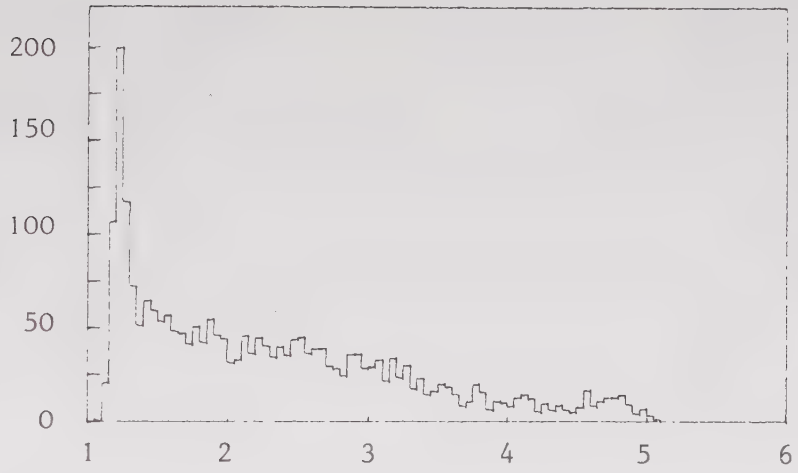


FIGURE 3c

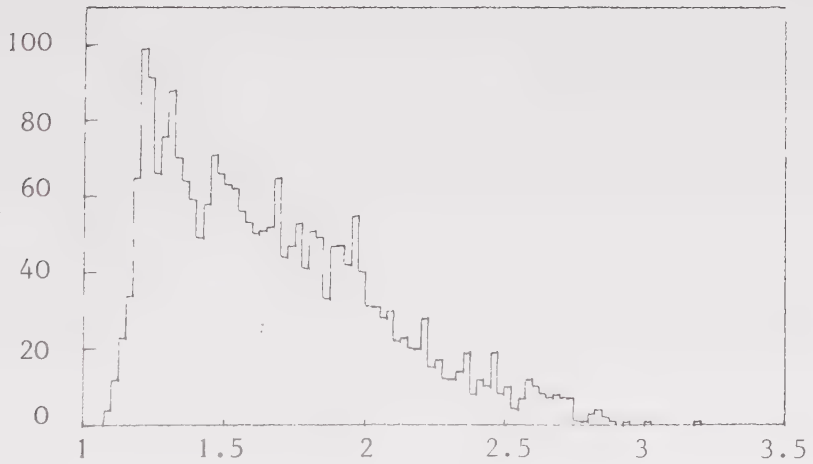


Fig. 3a : Masse ($p_{lent}\ \pi^+$) en fonction de la masse ($p_{rap}\ \pi^+$)
Fig. 3b : Distribution en masse ($p_{rap}\ \pi^+$).
Fig. 3c : Distribution en masse ($p_{lent}\pi^+$).

} Evénements avec $\cos\theta_J < 0$.

Pour disposer d'un lot d'événements plus important tout en rejetant le maximum de réactions diffractives on est amené à procéder à une coupure moins drastique ($\cos(\theta_J) < 0.5$ est d'après la figure 2 un choix raisonnable).

4.2. SPECTRES DE MASSE ($p\bar{p}$).

L'objet de ce paragraphe est de montrer le spectre de masse ($p\bar{p}$) obtenu après différents traitements ou coupures ($\cos(\theta_J)$). Ces résultats seront comparés avec les spectres où l'on a observé des états étroits à 2020 et 2200 MeV/c^2 [1] (figure 4a,b,c) : ces états sont visibles dans le spectre de masse ($p\bar{p}$) des réactions $\pi^- p \rightarrow \Delta^\circ(1232)\, p\bar{p}$ à 9 GeV/c (fig. 4b) et 12 GeV/c (fig. 4c). Une coupure en angle de Jackson ($\cos(\theta_J) < 0$) permet de les mettre clairement en évidence (fig. 4a).

$$M_{2020} = (2020 \pm 3)\ \text{MeV}/c^2 \qquad \Gamma_{2020} = (24 \pm 12)\ \text{MeV}/c^2$$

$$M_{2200} = (2204 \pm 5)\ \text{MeV}/c^2 \qquad \Gamma_{2200} = (16\ ^{+\ 20}_{-\ 16})\ \text{MeV}/c^2$$

les rapports signal sur bruit de fond étant respectivement de 7.6 et 6.5 écarts-types.

4.2.1. Sortie Koméga brute.

On ne considère que les événements avec Δ^{++} rapide qui ont pu être identifiés comme hypothèse $p_{rap.} p\pi^+\bar{p}$ ou $p_{rap.} \pi^+ p\bar{p}$ par le programme de reconstruction cinématique Koméga sans aucune ambiguïté (voir chapitre 3).

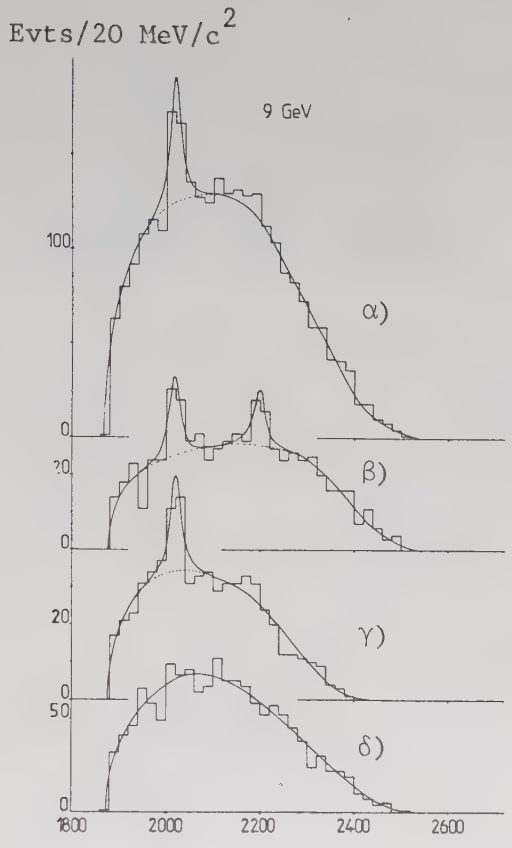


FIGURE 4a

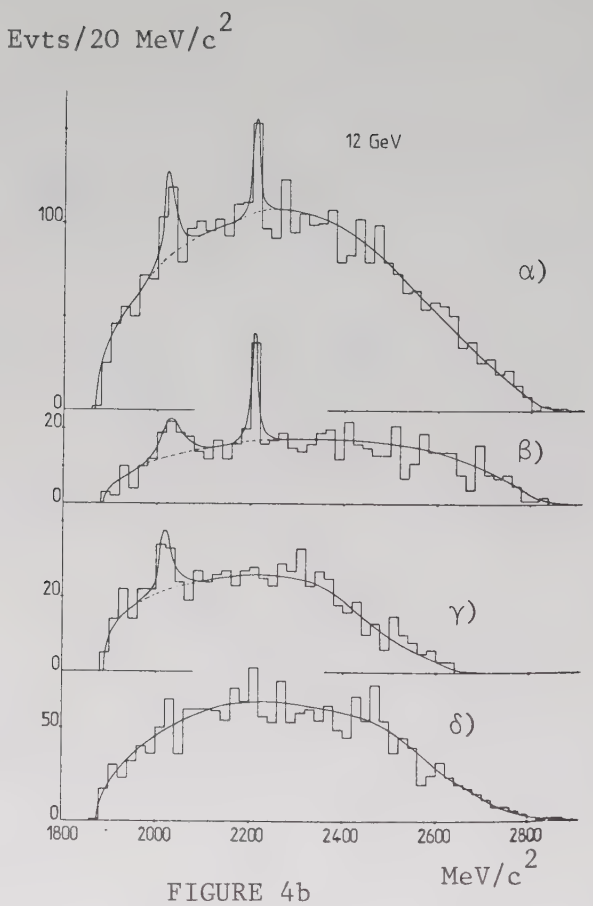
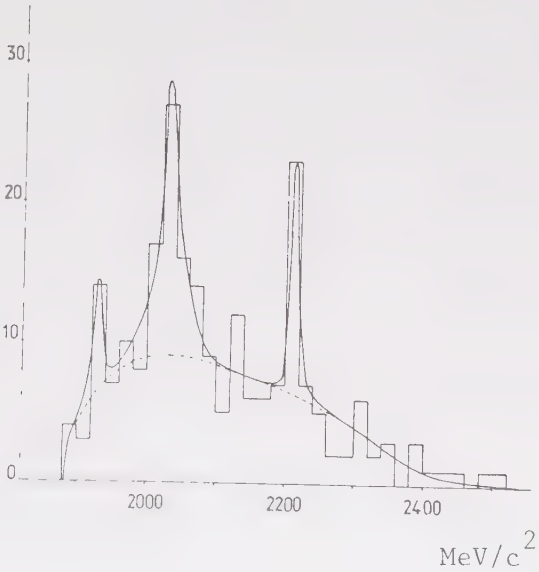


FIGURE 4b

Distributions en masse invariante $p\bar{p}$ à 9 GeV/c (Fig. 4a) et à 12 GeV/c (Fig. 4b): α) totalité des événements, β) événements dont la masse invariante $p_{rap}\,\pi^-$ est voisine de celle du Δ° (1232), γ) événement dont la masse invariante $p_{rap}\,\pi^-$ est voisine de celle du N° (1520), δ) événements sans Δ° et N°.

Distribution en masse invariante $p\bar{p}$ avec $\cos\theta_J < 0$ et $1175 < M(p_{rap}\,\pi^-) < 1300$ MeV/c² à 9 et 12 GeV/c.

FIGURE 4c



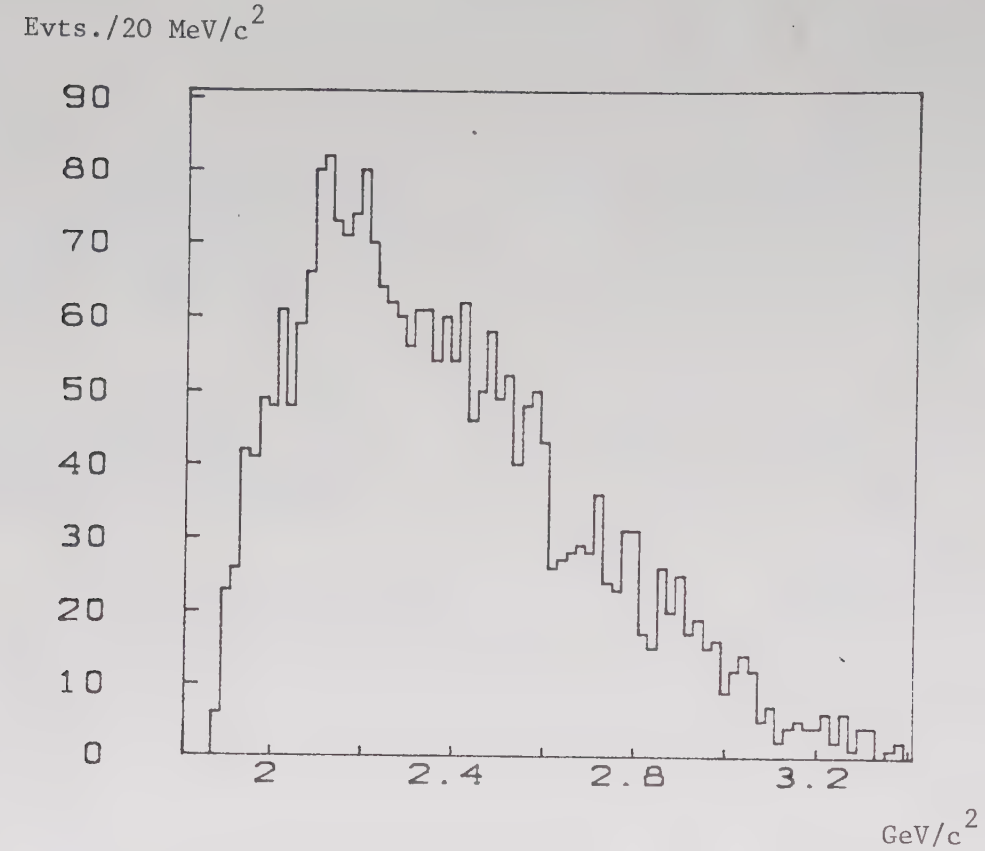


FIGURE 5 a

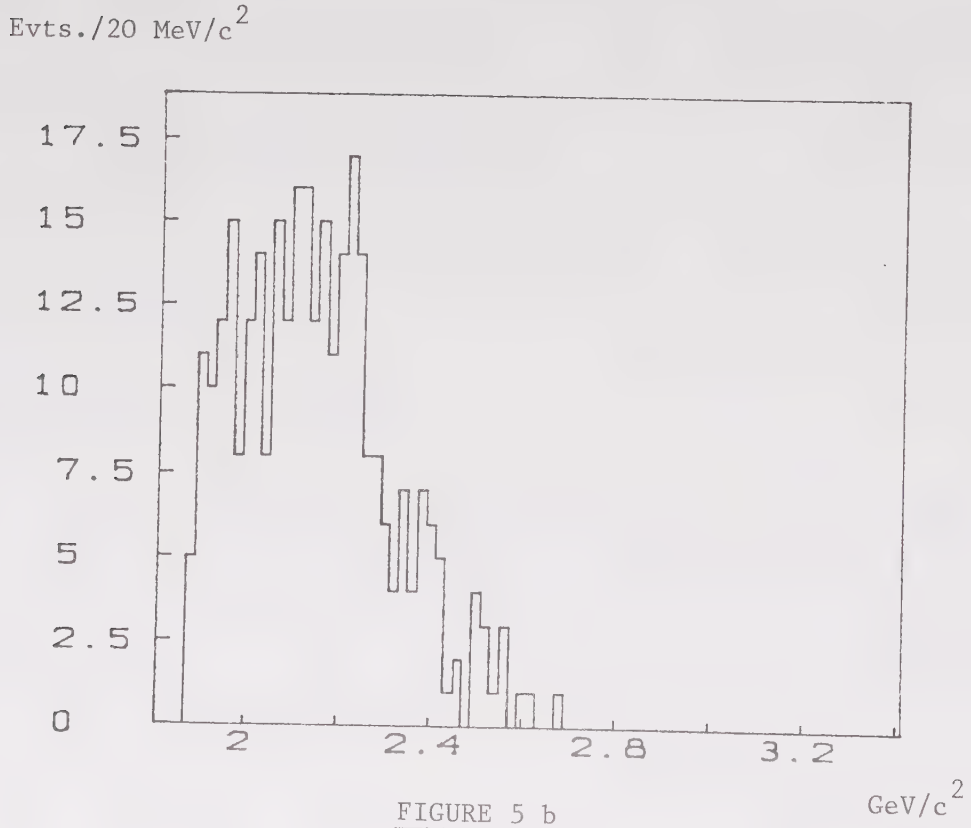


FIGURE 5 b

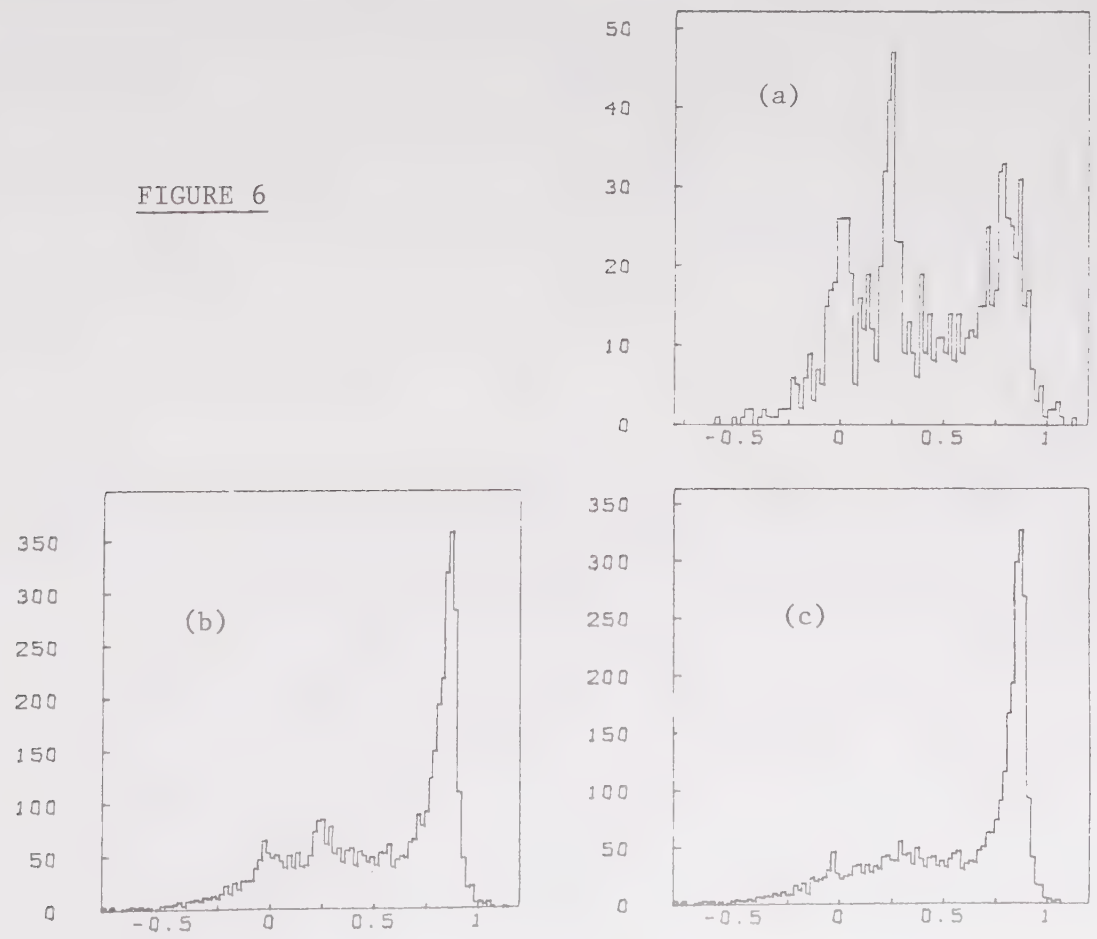
Spectre de masse $p\bar{p}$ pour des événements avec Δ^{++}_{rap} ($1175 < M\,(p_{rap}\,\pi^+) < 1300$ MeV/c^2) (Fig. 5a) et avec $\cos\,\theta_J < 0$ (Fig. 5b).

Afin de disposer d'un lot d'événements suffisant pour calculer des sections efficaces, on choisit de ne retenir, lorsque plusieurs hypothèses sont encore ambigues, que celle qui a la meilleure probabilité.
Ce choix peut être justifié :

On procède (voir chapitre 3) à une reconstruction cinématique à 3 contraintes (conservation de l'impulsion ; ajustement en masse X pour les réactions $\pi^+ p \rightarrow X^+_{rap.} p\pi^{+-}$ et $\pi^+ p \rightarrow X^+_{rap.} \pi^{+-} pp^-$) sur les événements rejetés (ceux dont les hypothèses $p_{rap.} \pi^{+-} pp^-$ et $p_{rap.} p\pi^{+-}$ n'ont pas la probabilité la plus grande).

La distribution en masse X au carré pour ces événements montre des pics X = K et X = π (figure 6a). Le pic X = p est relativement peu important surtout si on le compare au pic X = p de la distribution en masse X au carré obtenue à partir des événements non rejetés (ceux dont les hypothèses $p_{rap.} p\pi^{+-}$ et $p_{rap.} \pi^{+-} pp^-$ ont la probabilité la plus grande - figure 6c).
La figure 6b représente la distribution en masse X au carré pour le total des événements (avant rejet).

FIGURE 6



La figure 5a montre le spectre de masse $(p\bar{p})$ pour l'ensemble de ces événements. Sur la figure 5b on n'a conservé que les cas où $\cos(\theta_J) < 0$

4.2.2. Après traitement des ambiguïtés.

En utilisant les résultats du chapitre 3 relatifs au compteur B.C. et aux événements avec π^+ ou K^+ rapides, on peut lever un certain nombre d'ambiguïtés relatives à l'identification des réactions par Koméga.

Comme on peut le remarquer sur le tableau I on récupère ainsi un nombre non négligeable d'événements.

	TOTAL	AMBIGUS	INAMBIGUS
Sortie Komega Brute	24085	11086	12999
+ Barrel	22545	6775	15770
+ K^+ et π^+	22545	4562	17983
+ choix probabilité supérieure	21608	-	21608

TABLEAU I

Répartition des hypothèses ambiguës-inambiguës
Coupure probabilité 10^{-4}.

Les événements inambigus ne comprennent que des hypothèses $p_{rap.}\ p\pi^+\bar{p}$ et $p_{rap.}\ \pi^+ p\bar{p}$. Les autres hypothèses inambigues ont été rejetées (ce qui explique la variation du nombre total d'événements).

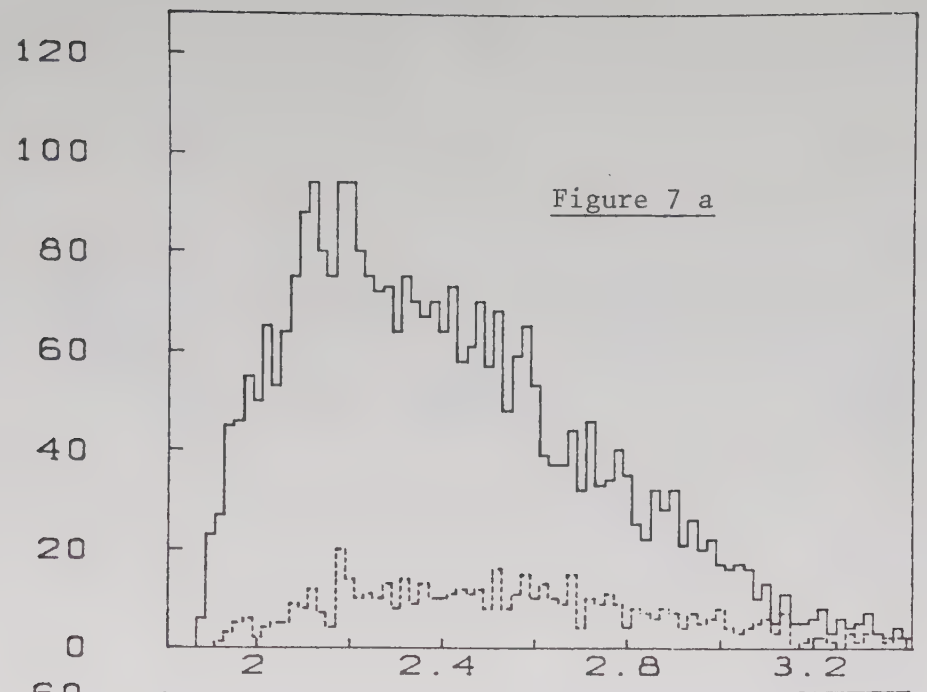


Figure 7 a

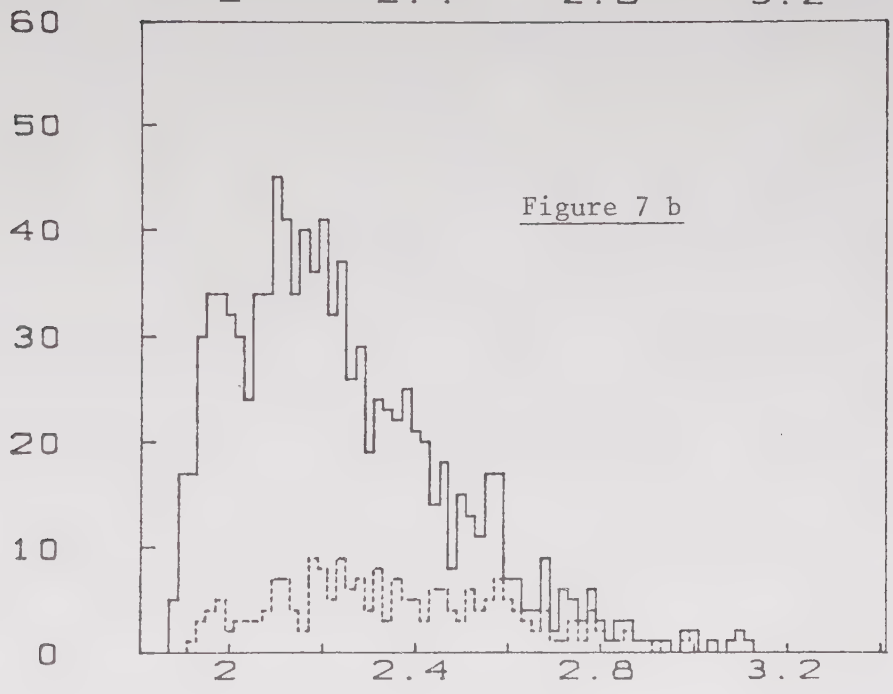


Figure 7 b

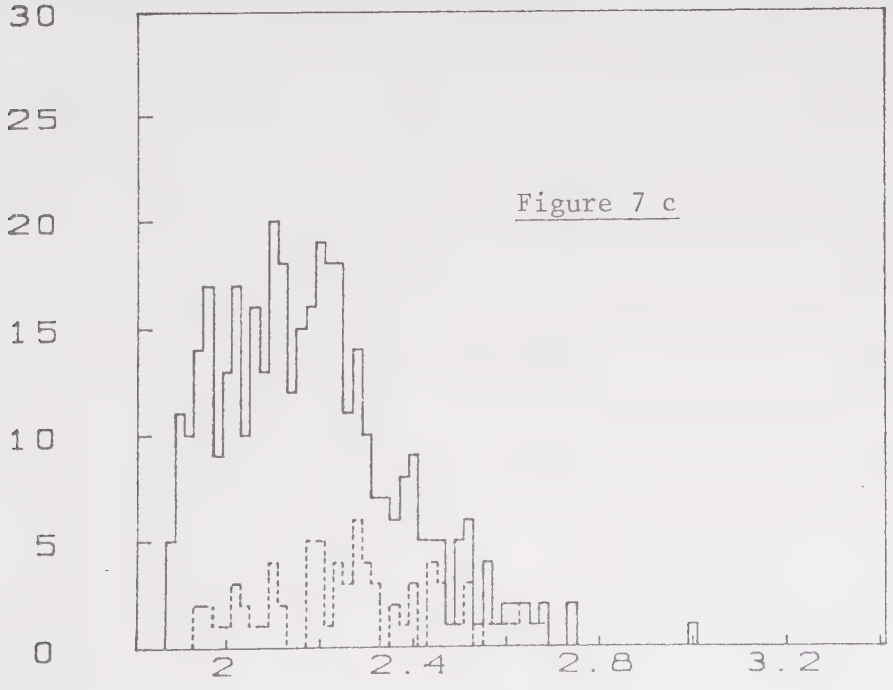


Figure 7 c

Les figures 7a,b,c représentent le spectre de masse $(p\bar{p})$ pour le lot d'événements avec Δ^{++} rapide ainsi obtenu, pour les événements avec $\cos(\theta_J) < 0.5$ et pour les événements avec $\cos(\theta_J) < 0$.

Le tracé intérieur représente dans chaque cas le spectre $(p\bar{p})$ des événements récupérés par le traitement des ambiguïtés.

4.2.3. Conclusion.

La totalité des spectres présentés (fig. 5a,b ; 7a,b,c) se caractérise par l'absence de toute résonance ($p\bar{p}$) étroite ou large.

On ne retrouve pas en particulier les pics étroits à 2020 et 2200 MeV/c^2 précédemment observés[1] et clairement visibles sur les figures 1a,b,c.

Nous allons donner ci-après une limite supérieure de section efficace de production de tels états.

4.3. CALCUL DES SECTIONS EFFICACES.

La section efficace d'une réaction $\pi p \rightarrow BM$ est donnée par la formule :

$$\sigma = \frac{N_s}{\alpha F} \qquad (1)$$

N_s est le nombre d'événements constituant le signal $\pi p \rightarrow BM$

α est l'acceptance pour la réaction $\pi p \rightarrow BM$

F est le flux qui peut s'exprimer de manière approximative :

$$F = \frac{\rho_h}{m_h} \, l_c \, \mathcal{N} \, N_{in} \qquad (2)$$

ρ_h : masse volumique de l'hydrogène (cible)

m_h : masse atomique de l'hydrogène

l_c : longueur de la cible

$\mathcal{N}$: nombre d'Avogadro

N_{in} : nombre de particules incidentes.

4.3.1. Détermination de l'acceptance[3].

L'acceptance α est la probabilité qu'a un événement produit dans la cible, d'être détecté par l'appareillage et d'être correctement traité par les programmes d'analyse.
L'acceptance est donc dépendante de la réaction considérée.
Le calcul s'effectue à partir de méthodes de simulation (Monte-Carlo).

On génère tout d'abord un lot d'événements en tenant compte des caractéristiques physiques des réactions :

- l'angle azimutal ϕ du plan de la réaction autour de l'axe du faisceau est généré suivant une distribution uniforme (entre 0 et 2π)
- les masses des résonances sont générées suivant des distributions de Breit et Wigner :

$$\frac{\Gamma_0/2}{(M - M_0)^2 + (\Gamma_0/2)^2}$$

où M_0 et Γ_0 sont respectivement la masse et la largeur de la résonance considérée.

- le transfert $u' = 2\, p_\pi^*\, p_B^*\, (1 - \cos(\theta^*))$ est généré suivant une loi exponentielle en $e^{-bu'}$ ($b \sim 3$).
  Connaissant les masses M_M et M_B et le transfert u' , la réaction est totalement définie. Il suffit donc de simuler la désintégration des 2 résonances M et B en prenant une distribution angulaire isotrope des produits de désintégration (désintégration à 2 corps).

En un deuxième temps on extrapole les traces des différentes particules produites du point d'interaction dans la cible (vertex) vers les divers éléments de l'appareillage.

On compte alors le nombre d'impacts dans chacun des détecteurs en tenant compte de leur efficacité (cette efficacité pouvant varier suivant la position de l'impact).

Il suffit alors de vérifier si les conditions du trigger associé à la réaction générée sont remplies et si les traces sont bien reconstruites par TRIDENT.

L'acceptance réelle est en fait obtenue en déterminant un facteur de normalisation (que l'on peut considérer comme une partie de l'acceptance qui ne dépend pas des réactions étudiées). Ce coefficient est calculé à partir des caractéristiques d'une réaction bien connue ($pp \rightarrow \Delta^{++}_{rapide}\ n_{lent}$) et de la section efficace et de l'acceptance calculée comme décrit plus haut ($\sigma = \frac{N_s}{\alpha F}$).

Le calcul de l'acceptance a donné les résultats suivants :

$$\alpha\ (\ \Delta^{++}_{rap.}\ \bar{p}\bar{p}\ ) \begin{cases} = 16\% \text{ pour} & M^{\circ -}_{pp} = 2020\ MeV/c^2 \\ = 13\% \text{ pour} & M^{\circ -}_{pp} = 2200\ MeV/c^2 \end{cases}$$

4.3.2. Calcul du flux incident effectif.

On est amené à définir un flux incident effectif qui est le flux des particules incidentes qui peuvent donner des réactions observables.

$$F = \frac{\rho_h}{m_h} \mathcal{N} \mathcal{L}$$

où $\mathcal{L}$ est la longueur totale parcourue par toutes les particules faisceau dans la cible (dans la formule (2) on fait l'approximation

$$\mathcal{L} = l_c\ N_{in}$$

$\mathcal{L}$ dépend ici de la longueur de la cible l_c et du nombre de particules incidentes N_{in} (déterminé par comptage en dehors des temps morts), mais également de l'atténuation du faisceau dans la cible et avant la cible et de la contamination du faisceau.

Pour les $5{,}18\ 10^6$ événements considérés (sur les $8{,}62\ 10^6$ enregistrés lors de la phase II) le flux effectif calculé est :

F = 256 événements/nanobarn

4.3.3. Résolution en masse.

On recherche des états très étroits ($\Gamma \sim 20$ MeV/c^2) ; il est donc important de connaître la résolution en masse de notre expérience. Dans ce but des travaux ont été entrepris[2] à partir du spectre de masse (pK^-) de 1301 réactions

$$\pi^- p \rightarrow K^+_{rap.}\ \pi^- pK^-$$

où l'on observe un pic Y^* (Λ_0 M = 1520 MeV/c^2) avec une largeur d'environ 19 MeV/c^2 (voir figure 8).

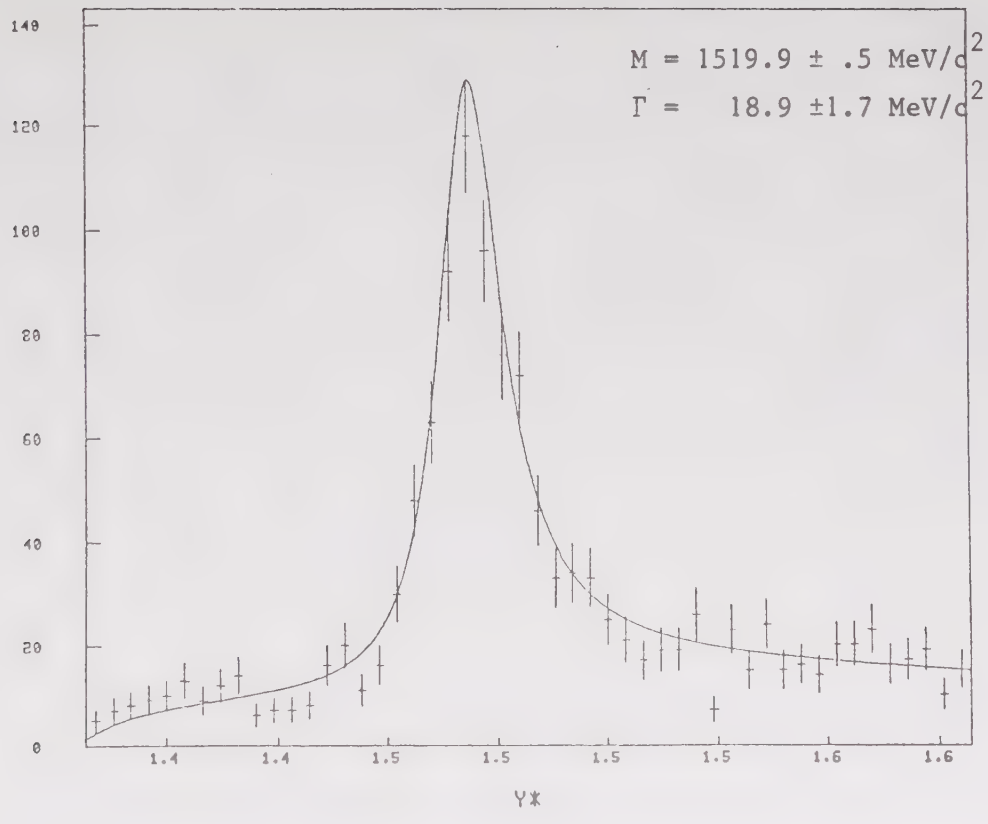


FIGURE 8

Ces réactions ont été choisies parce que d'une part le Λ_0 est étroit ($\Gamma \sim 16$ MeV/c^2) et d'autre part parce qu'il se désintègre, comme le système ($p\bar{p}$) qui nous intéresse, en particules lentes.

Les résultats de cette étude n'étant pas encore définitifs on prendra comme résolution en masse la demi-largeur du pic observé, soit 10 MeV/c^2 (ce chiffre devra être considéré comme une limite supérieure).

Cette étude a néanmoins pu déjà donner un rapport de proportionnalité entre les résolutions des états (pK^-) et ($p\bar{p}$) en fonction de leur masse[4]

On peut donc donner pour les résonances qui nous intéressent les résolutions suivantes (sur la base de 10 MeV/c^2 pour le Y^* (pK^-))

	$M_{p\bar{p}}$ = 2020 MeV/c^2	$M_{p\bar{p}}$ = 2200 MeV/c^2
$\cos(\theta_J) < 1$	4.5	8
$\cos(\theta_J) < 0$	5	10

Résolution en masse en MeV/c^2.

4.3.4. Limites de sections efficaces.

On se place dans le cas le plus défavorable :

On considère que toutes les réactions identifiées (même avec ambiguïté) par Koméga comme hypothèse $p_{rap.}\ p\pi^{+-}\bar{p}$ ou $p_{rap.}\ \pi^{+}\bar{p}\bar{p}$ sont bonnes.

Les réactions étudiées ici ne représentent alors qu'environ 80% du total des événements considérés.

En tenant compte du fait que l'on n'utilise que 50% des événements avec Δ^{++} rapide on obtient les acceptances totales

$$\alpha_{2020} = 6,5\%$$

$$\alpha_{2200} = 5,4\%$$

4.3.4.1. Principe de calcul.

Seuls les événements avec $\cos(\theta_J) < 0$ sont conservés. Pour une masse donnée M et pour une résolution ΔM on compte le nombre N d'événements contenus dans un intervalle de longueur 2 ΔM autour de la masse M.

On considère que l'on ne voit aucun signal à 2 ou 3 écarts $\sigma_N = \sqrt{N}$. La limite de section efficace est alors donnée par la formule :

$$\sigma = \frac{N_s}{\alpha F} \qquad \text{avec} \qquad N_s = (4 \text{ ou } 6)\sqrt{N}$$

4.3.4.2. $M_{pp^-} = 2020 \text{ MeV/c}^2$

Les résultats sont les suivants :

$\Delta M = 5 \text{ MeV/c}^2$ $\qquad$ $N = 19$ $\qquad$ $\sigma_N = 4.4$

Niveau de confiance	95 %	99,8 %
σ limite (en nb)	1.1	1.6

4.3.4.3. $M_{pp^-} = 2200\ MeV/c^2$

$\Delta M = 10\ MeV/c^2$ $N = 26$ $\sigma_N = 5$

Niveau de confiance	95 %	99,8 %
σ Limite (en nb)	1.6	2,4

4.3.4.4. Comparaison avec d'autres expériences récentes.

Une expérience récente[5] a également permis de donner une limite de section efficace. Elle a été réalisée avec des π^+ incidents de 9,8 GeV/c (ils avaient 20 GeV/c dans notre expérience).

Comme on s'attend d'après le modèle de Regge[6] à une variation de la section efficace en s^{-3} (où s est le carré de l'énergie dans le centre de masse), il faut multiplier nos résultats par un facteur 8 pour pouvoir les rendre comparables (il faut noter que les résultats apportés dans les paragraphes précédents constituent une limite supérieure et seront sûrement améliorés lors de la publication des résultats définitifs).

Cette expérience[4] a donné les résultats avec un niveau de confiance de 95 %.

$\sigma_{2020} \lesssim 20$ nb

$\sigma_{2200} \lesssim 30$ nb

Une expérience plus ancienne[7] avait donné une limite de 75 à 200 nb pour des résonances en dessous de 3 GeV/c^2 et de largeur inférieure à 30 MeV/c^2

4.4. CONCLUSION.

Bien que les résultats présentés ici ne soient pas complets (2/3 de la statistique) il est néanmoins évident qu'aucun signal significatif n'est visible dans le spectre de masse ($p\bar{p}$) pour les réactions $\pi^+ p$ avec Δ^{++} rapide vers l'avant.

Nos résultats qui viennent confirmer ceux d'autres expériences récentes s'appuyant sur un grand nombre d'événements et sur une bonne résolution en masse (caractéristiques qui seront certainement améliorées dans les résultats définitifs) il semble que l'on puisse remettre en cause les résultats de l'expérience $\pi^- p$ [1] qui montraient des résonances à 2020 et 2200 MeV/c^2.

Les premiers calculs permettent d'abaisser les limites de sections efficaces de production de tels états données par de précédentes expériences.

REFERENCES - CHAPITRE IV.

1	-	P. BENKHEIRI et al.	Phys. Lett. 68B (1977) 483.
2	-	J.D. JACKSON et al.	Nuov. Cim. 34 (1964) 1644.
3	-	Z. AJALTOUNI	Thèse de 3ème cycle, Orsay N° 3053 LPNHE/X/81
4	-	P. BENKHEIRI	Communication privée, Ecole Polytechnique 1981
5	-	R.M. BIONTA et al.	Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 909.
6	-	A. FERRER	Thèse d'Etat, Orsay n° 1865 LAL 1295 1977.
7	-	C. CLINE et AL.	Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1771.

Conclusion.

L'expérience WA 56, tout comme les expériences analogues de production[1] menées dans le même temps, n'a pas confirmé l'existence de résonances étroites à 2020 et 2200 MeV/c^2 dans le spectre de masse ($p\bar{p}$).

Ces résultats négatifs sont à replacer dans le contexte plus général de la recherche du baryonium.

Il semble à l'heure actuelle que le baryonium, résonance étroite, n'existe pas :

- dans les expériences de formation la résonance S (1940 MeV/c^2), trouvée d'abord étroite, est maintenant considérée comme assez large ($\Gamma \sim 80$ MeV/c^2)[2]. Les résonances $T_{I=1}$ (2185 MeV/c^2), $U_{I=1}$ (2350 MeV/c^2) et $U_{I=0}$ (2385 MeV/c^2), très larges ($\Gamma \sim 200$ MeV/c^2) pourraient être interprétées en partie comme superposition d'états excités de mésons ordinaires[4].
- dans les expériences de production les résonances exotiques larges ($\Gamma \sim 250$ MeV/c^2) dans les spectres de masse ($\bar{\Lambda}p$) et ($\Lambda\bar{p}$) à 2260 2320 et 2490 MeV/c^2 [3] demeurent les seuls candidats baryonium, mais demandent confirmation.

Tous ces états ont en commun de ne pouvoir être des mésons ordinaires $q\bar{q}$ mais on ne peut affirmer qu'ils correspondent à des structures $2q2\bar{q}$ plutôt que, par exemple, à des structures $3q3\bar{q}$...

REFERENCES - CONCLUSION.

1	-	R.M. BIONTA et al.	Phys. Rev. Lett.	44 (1980) 909 45 (1980) 1990 46 (1981) 970.
		S.U. CHUNG et al.,	Phys. Rev. Lett.	45 (1980) 1611.
2	-	Ch. DEFOIX et al.	Nucl. Phys.	B162 (1980) 12 et 41.
3	-	W.E. CLELAND et al.	Phys. Lett.	89B (1980) 290 B183 (1981) 1.
4	-	C. EVANGELISTA et al.	Nucl. Phys.	B153 (1979) 253
		M. ROZANSKA	Nucl. Phys.	B162 (1980) 505.

TABLE DES MATIERES

Pages

INTRODUCTION.

CHAPITRE I : BARYONIUM, THEORIE ET EXPERIENCE. 7

1.1. CONTEXTE HISTORIQUE. 7

1.2. APPROCHE THEORIQUE. 8

1.2.1. Définition. 8

1.2.2. Approche de la Physique nucléaire. 9

1.2.3. Approche de la Physique des Particules. 12

1.2.3.1. Dualité. 12

1.2.3.1.1. Modèle des diquarks. 16

1.2.3.1.2. Modèle des cordes et Chromodynamique quantique. 17

1.2.3.1.3. Unitarisation duale topologique. 19

1.2.3.2. Modèle des sacs. 20

1.2.3.3. La chimie des couleurs. 21

1.3. APPROCHE EXPERIMENTALE. 23

1.3.1. Expériences de formation. 23

1.3.1.1. Expériences de formation e^+e^-. 23

1.3.1.2. Expériences de formation $N\bar{N}$ ($p\bar{p}$ ou $n\bar{p}$). 24

1.3.1.2.1. Mesure des sections efficaces totales. 24

1.3.1.2.2. Mesure des sections efficaces élastiques ($p\bar{p}$). 26

1.3.1.2.3. Mesure des sections efficaces d'échange de charge. 28

1.3.1.2.4. Mesure des sections efficaces inélastiques. 29

1.3.1.3. Autres expériences de formation. 30

1.3.2. Expériences de production. 32

1.3.2.1. Vers l'avant. 32

1.3.2.2. Vers l'arrière. 35

1.3.2.3. Autres. 36

1.3.3. Conclusion. 36

ANNEXE 1 37

REFERENCES 41

CHAPITRE II : L'EXPERIENCE WA 56. 49

2.1. BUTS DE L'EXPERIENCE. 49

2.2. CONTRAINTES PHYSIQUES. 51

2.3. L'APPAREILLAGE. 53

2.3.1. Le faisceau. 53

2.3.2. Le spectromètre E.A. 54

2.3.3. Les compteurs Cerenkovs $C_2^{faisceau}$ et Cédar. 54

2.3.4. L'entrée dans l'aimant. 55

2.3.5. La cible. 55

2.3.6. Détection et identification des particules sortantes. 55

2.3.6.1. L'aimant. 56

2.3.6.2. Le compteur B.C. (Barrel Counter). 56

2.3.6.3. Traitement des particules rapides. 56

2.3.6.3.1. Détection. 56

2.3.6.3.2. Identification. 58

2.3.6.3.3. Evaluation de l'impulsion. 59

2.3.6.4. Traitement des particules lentes. 60

2.3.6.5. Le veto π°. 61

2.4. SELECTION EN LIGNE DES EVENEMENTS. 62

2.4.1. 1er niveau. 62

2.4.2. 2ème niveau. 62
2.4.3. 3ème niveau. 63
2.4.4. 4ème niveau. 63
2.4.4.1. Conditions sur les multiplicités. 63
2.4.4.2. Matrice proton rapide. 64
2.5. BILAN. 66
REFERENCES. 68

CHAPITRE III : TRAITEMENT DES DONNEES. 71

3.1. EPURATION. 71
3.2. TRIDENT RECONSTRUCTION GEOMETRIQUE. 75
3.3. VERTEXFIT AJUSTEMENT DE LA POSITION DU VERTEX. 76
3.3.1. Principe de l'ajustement. 76
3.3.2. Contraintes et corrections sur la matrice d'erreur. 79
3.4. KOMEGA RECONSTRUCTION CINEMATIQUE. 81
3.4.1. Description. 81
3.4.2. Choix d'une coupure en probabilité. 83
3.5. CONTRAINTES SUPPLEMENTAIRES. 84
3.5.1. Etude des réactions avec π^+ et K^+ rapides. 85
3.5.2. Identification de particules avec le compteur B.C. 86
3.5.2.1. Domaine d'application. 88
3.5.2.2. Traitement géométrique. 88
3.5.2.3. Traitement des signaux. 89
3.5.2.4. Normalisation des compteurs. 90
3.5.2.5. Identification des particules. 95
3.5.3. Autres moyens d'identification. 95
3.6. BILAN DU TRAITEMENT. 96
REFERENCE. 97

CHAPITRE IV : ETUDE DES REACTIONS AVEC Δ^{++} RAPIDE. 103

4.1. CHOIX DE BONS CANDIDATS BARYONIUM. 103

4.2. SPECTRES DE MASSE ($p\bar{p}$). 108

4.2.1. Sortie Koméga brute. 108

4.2.2. Après traitement des ambiguïtés. 112

4.2.3. Conclusion. 115

4.3. CALCUL DES SECTIONS EFFICACES. 116

4.3.1. Détermination de l'acceptance. 116

4.3.2. Calcul du flux incident effectif. 118

4.3.3. Résolution en masse. 119

4.3.4. Limites de sections efficaces. 120

4.3.4.1. Principe de calcul. 121

4.3.4.2. $M_{p\bar{p}} = 2020$ MeV/c^2. 121

4.3.4.3. $M_{p\bar{p}} = 2200$ MeV/c^2. 122

4.3.4.4. Comparaison avec d'autres expériences récentes. 122

4.4. CONCLUSION. 123

REFERENCES. 124

CONCLUSION. 125

REFERENCES. 127

REMERCIEMENTS.

Je suis reconnaissant envers le Professeur Marcel FROISSART pour l'accueil qu'il m'a réservé dans son Laboratoire de Physique Corpusculaire.

Cette thèse a été entreprise dans le groupe Oméga sous la direction de Jean-Michel BRUNET. Elle n'aurait pu être menée à bien sans le concours des membres de l'expérience WA 56 (C.E.R.N. - Université de Neuchâtel, Ecole Polytechnique, Collège de France) et notamment celui de Pierre BILLOIR, Antonio FERRER, Peter SONDEREGGER et Albin VOLTE.

La frappe du manuscrit a été assurée par Elisabeth BROCHET ; Esther CHIGNER a dessiné de nombreuses figures ; Georges ARBOUSSE-BASTIDE et Xuan LE TAN se sont chargés de l'impression.

Je remercie très sincèrement tous ceux qui m'ont aidé ou encouragé dans la réalisation de ce travail.